

# Protonenstreuung an $^{64}\text{Zn}$

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung  
der Philosophischen Doktorwürde  
vorgelegt der  
Philosophischen Fakultät II  
der Universität Zürich

---

von

A. JÜRGEN RAMM  
aus Deutschland

Begutachtet von Fräulein Prof. Dr. V. Meyer

Zürich 1981  
Zentralstelle der Studentenschaft

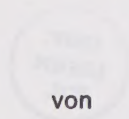
1982

---



# Protonenstreuung an $^{64}\text{Zn}$

Inaugural-Dissertation  
zur Erlangung  
der Philosophischen Doktorwürde  
vorgelegt der  
Philosophischen Fakultät II  
der Universität Zürich



von  
A. JÜRGEN RAMM  
aus Deutschland

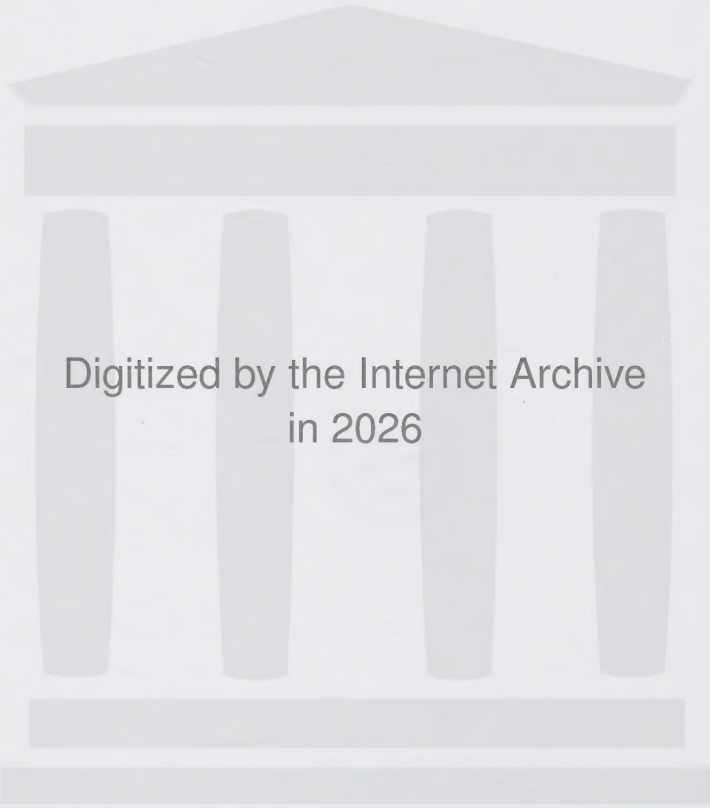
Begutachtet von Fräulein Prof. Dr. V. Meyer

Zürich 1981  
Zentralstelle der Studentenschaft



# Für meine Frau

|                                           |     |
|-------------------------------------------|-----|
| 1. Einleitung                             | 1   |
| 2. Die Bedeutung der Frau                 | 2   |
| 3. Die Frau in der Gesellschaft           | 3   |
| 4. Die Frau in der Familie                | 4   |
| 5. Die Frau in der Kunst                  | 5   |
| 6. Die Frau in der Literatur              | 6   |
| 7. Die Frau in der Musik                  | 7   |
| 8. Die Frau in der Malerei                | 8   |
| 9. Die Frau in der Skulptur               | 9   |
| 10. Die Frau in der Photographie          | 10  |
| 11. Die Frau in der Filmkunst             | 11  |
| 12. Die Frau in der Mode                  | 12  |
| 13. Die Frau in der Architektur           | 13  |
| 14. Die Frau in der Gartenkunst           | 14  |
| 15. Die Frau in der Landschaftsmalerei    | 15  |
| 16. Die Frau in der Tiermalerei           | 16  |
| 17. Die Frau in der Blumenmalerei         | 17  |
| 18. Die Frau in der Stilllebenmalerei     | 18  |
| 19. Die Frau in der Porträtmalerei        | 19  |
| 20. Die Frau in der Historienmalerei      | 20  |
| 21. Die Frau in der Allegorienmalerei     | 21  |
| 22. Die Frau in der Symbolmalerei         | 22  |
| 23. Die Frau in der Abstraktenmalerei     | 23  |
| 24. Die Frau in der Konkretenmalerei      | 24  |
| 25. Die Frau in der Mixed-Media-Kunst     | 25  |
| 26. Die Frau in der Performance-Kunst     | 26  |
| 27. Die Frau in der Video-Kunst           | 27  |
| 28. Die Frau in der Digital-Kunst         | 28  |
| 29. Die Frau in der Umwelt-Kunst          | 29  |
| 30. Die Frau in der Sozial-Kunst          | 30  |
| 31. Die Frau in der Politischen-Kunst     | 31  |
| 32. Die Frau in der Religiösen-Kunst      | 32  |
| 33. Die Frau in der Mystischen-Kunst      | 33  |
| 34. Die Frau in der Esoterischen-Kunst    | 34  |
| 35. Die Frau in der Okulten-Kunst         | 35  |
| 36. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 36  |
| 37. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 37  |
| 38. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 38  |
| 39. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 39  |
| 40. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 40  |
| 41. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 41  |
| 42. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 42  |
| 43. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 43  |
| 44. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 44  |
| 45. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 45  |
| 46. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 46  |
| 47. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 47  |
| 48. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 48  |
| 49. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 49  |
| 50. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 50  |
| 51. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 51  |
| 52. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 52  |
| 53. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 53  |
| 54. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 54  |
| 55. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 55  |
| 56. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 56  |
| 57. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 57  |
| 58. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 58  |
| 59. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 59  |
| 60. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 60  |
| 61. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 61  |
| 62. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 62  |
| 63. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 63  |
| 64. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 64  |
| 65. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 65  |
| 66. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 66  |
| 67. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 67  |
| 68. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 68  |
| 69. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 69  |
| 70. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 70  |
| 71. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 71  |
| 72. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 72  |
| 73. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 73  |
| 74. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 74  |
| 75. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 75  |
| 76. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 76  |
| 77. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 77  |
| 78. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 78  |
| 79. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 79  |
| 80. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 80  |
| 81. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 81  |
| 82. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 82  |
| 83. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 83  |
| 84. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 84  |
| 85. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 85  |
| 86. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 86  |
| 87. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 87  |
| 88. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 88  |
| 89. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 89  |
| 90. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 90  |
| 91. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 91  |
| 92. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 92  |
| 93. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 93  |
| 94. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 94  |
| 95. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 95  |
| 96. Die Frau in der Astrologischen-Kunst  | 96  |
| 97. Die Frau in der Numerologischen-Kunst | 97  |
| 98. Die Frau in der Tarot-Kunst           | 98  |
| 99. Die Frau in der Palmisten-Kunst       | 99  |
| 100. Die Frau in der Astrologischen-Kunst | 100 |



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

# INHALTSVERZEICHNIS

|      |                                                   |    |
|------|---------------------------------------------------|----|
| 1.   | EINLEITUNG                                        | 7  |
| 2.   | VERSUCHSAPPARATUR                                 | 8  |
| 3.   | TARGETHERSTELLUNG UND MESSUNG                     | 9  |
| 3.1. | Targetrahmen                                      | 9  |
| 3.2. | Trägerfolien                                      | 9  |
| 3.3. | Ablösesubstanz                                    | 10 |
| 3.4. | Bedampfung mit $^{64}\text{Zn}$                   | 10 |
| 3.5. | Energiemessung                                    | 11 |
| 3.6. | Energieauflösung                                  | 11 |
| 3.7. | Messvorgang                                       | 12 |
| 4.   | PARAMETRISIERUNG DER DATEN                        | 14 |
| 4.1. | Compoundkern und R-Matrix-Theorie                 | 14 |
| 4.2. | Programm MULTI                                    | 15 |
| 4.3. | Ermittlung der Eingabeparameter                   | 27 |
| 4.4. | Parametrisierung der Messdaten                    | 28 |
| 5.   | SPEKTROSKOPIE DES COMPOUNDKERNES $^{65}\text{Ga}$ | 38 |
| 5.1. | Optisches Modell und Stärkefunktion (SF)          | 38 |
| 5.2. | Lokale Stärkefunktion ( $\text{SF}_L$ )           | 41 |
| 6.   | SPEKTROSKOPIE DES PARENTKERNES $^{65}\text{Zn}$   | 49 |
| 6.1. | Isospinformalismus und isobare Analogresonanzen   | 49 |
| 6.2. | Auffinden der isobaren Analogresonanzen           | 52 |
| 6.3. | Spektroskopischer Faktor des Parentzustands (S)   | 55 |
| 6.4. | Coulombenergieverschiebung ( $\Delta E_c$ )       | 58 |

|      |                                                                                                                                                 |    |
|------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 7.   | STATISTIK DER RESONANZPARAMETER                                                                                                                 | 62 |
| 7.1. | Verteilung der reduzierten Breiten                                                                                                              | 62 |
| 7.2. | Niveaudichtevertelung                                                                                                                           | 66 |
| 7.3. | Verteilung der Abstände benachbarter Niveaux                                                                                                    | 69 |
| 7.4. | Vergleich der mittleren reduzierten Breiten und mittleren Niveaudichten bei den Kernen $^{65}\text{Ga}$ , $^{65}\text{Zn}$ und $^{67}\text{Ga}$ | 72 |
| 8.   | ZUSAMMENFASSUNG                                                                                                                                 | 74 |
| 9.   | BIBLIOGRAPHIE                                                                                                                                   | 76 |

VERDANKUNGEN

LEBENS LAUF

## 1. EINLEITUNG

Die niederenergetische Streuung von Protonen guter Energieauflösung an Atomkernen ist eine geeignete Methode, um spektroskopische Informationen über das (Target + p)-Compoundkernsystem zu erhalten. Ausserdem kann man durch isobare Analogresonanzen Eigenschaften tief liegender Zustände im isobaren (Target + n)-Kern studieren. In den letzten Jahren wurden besonders mittelschwere Kerne ( $A = 50$  bis  $60$ ) ausgemessen (BILPUCH<sup>1</sup>). An der Universität Zürich untersuchten BRAENDLE<sup>2</sup> und SALZMANN<sup>3</sup> die Kerne  $^{55}\text{Co}$  und  $^{51}\text{Mn}$ . Weitere Messungen an den Zinkisotopen  $^{66}\text{Zn}$  und  $^{68}\text{Zn}$  durch BORCEA et. al.<sup>4,5,6</sup> zeigten eine schnell anwachsende Niveaudichte. Für die Messungen an  $^{64}\text{Zn}$  hoffte man auf weniger schnelles Anwachsen der Niveaudichte und damit auf die Möglichkeit, über einen grösseren Energiebereich eine Parametrisierung der Daten durchführen zu können. Ein weiteres Motiv für die hier präsentierten Messungen waren die bereits bekannten (d,p)-Messungen durch v. EHRENSTEIN und SCHIFFER<sup>7</sup> sowie LIN und COHEN<sup>8</sup> und die Kenntnis einer  $\frac{1}{2}^+$ -Analogresonanz aus der  $^{64}\text{Zn}(p,p)^{64}\text{Zn}$ -Messung von GAARDE et. al.<sup>9</sup>.

Neben der Spektroskopie gewinnen zunehmend statistische Untersuchungen der Resonanzparameter an Bedeutung (GARG<sup>10</sup>), wie z.B. die PORTER-THOMAS-Verteilung der reduzierten Breiten, die Niveaudichte-Verteilung und die WIGNER-Verteilung benachbarter Niveaubereiche. Allerdings können diese Verteilungen kaum quantitative Aussagen liefern, weil zum einen schmale Resonanzen bei den Messungen verloren gehen und sie zum anderen (die Niveaudichte-Verteilung ausgenommen) eigentlich nur für kleine Energiebereiche praktisch konstanter Niveaudichte gelten.

## 2. VERSUCHSAPPARATUR

Die Messungen wurden am 5.5 MeV-Van de Graaff-Beschleuniger des Physik Institutes der Universität Zürich durchgeführt.

Der vertikale Protonenstrahl wird durch einen NMR-gesteuerten  $90^\circ$ -Ablenkmagneten geführt, an dessen Ausgang sich ein Spaltsystem befindet, das den Bahnradius bestimmt. Die Frequenz des NMR-Systems legt die Energie des einfallenden Strahles fest. Eine schnelle Lichtstabilisierung<sup>11</sup> steuert über die Stromdifferenz am Spaltsystem die Koronaentladung. Dadurch wird eine Energieauflösung von weniger als 100 eV pro MeV erreicht.

Nach dem Ausgang des  $90^\circ$ -Ablenkmagneten ist im Strahlrohr der Strahlstopper, eine elektropneumatisch gesteuerte Tantalblende, angebracht. Mit ihm kann der Protonenstrahl unterbrochen werden.

Weiter wird der Strahl durch einen Verteilmagneten und ein Paar Quadrupollinsen, die zum Fokussieren dienen, geführt.

Die Streukammer hat einen Durchmesser von 45 cm (eine genauere Beschreibung findet man bei BRAENDLE<sup>2</sup>). Durch eine Eintrittsblende von 1 mm Durchmesser gelangt der Strahl in die Kammer, in deren Zentrum das Target positioniert ist. Gegenüber der Eintrittsblende, am Ausgang der Streukammer, befindet sich ein Faraday-Becher, in dem der Protonenstrom gestoppt wird. Ueber eine Stromdigitalisierung wird die aufgesammelte Ladung gemessen. Sobald die gewünschte Ladung erreicht ist, unterbricht der Strahlstopper den Strahl.

Die am Target gestreuten Protonen werden durch vier Oberflächensperrschichtdetektoren unter verschiedenen Rückwärtswinkeln nachgewiesen (siehe 4.3.). Dann gelangt das Signal über Vorver-

stärker, Verstärker, ADC in einen als Vielkanalanalysator (4096 Kanäle) arbeitenden Rechner. Die Ausgabe der Daten erfolgt auf Terminal und Papierstreifen. Am Rechenzentrum der ETH wurden die Daten verarbeitet.

### 3. TARGETHERSTELLUNG UND MESSUNG

#### 3.1. Targetrahmen

Als Targetrahmen dienten Messingbleche mit den Abmessungen (21 x 12 x 1) mm, die zentrisch mit einer Bohrung ( $\varnothing$  9 mm) versehen wurden.

Während der Messungen kam es teilweise zu einer schwachen Verfärbung des Targets, besonders dann, wenn mit hohem (leicht defokussiertem) Strahlstrom gearbeitet wurde. Eine mögliche Erklärung dafür wäre, dass Kupfer wie auch natürliches Zink vom Targetrahmen bei Temperaturerhöhung auf das Target diffundiert. Im Spektrum der elastisch gestreuten Protonen könnte man die Linien dieser Verunreinigungen nicht von der des  $^{64}\text{Zn}$  trennen. Im Verlauf der Messungen wurden die Targetrahmen deshalb verchromt. Die dadurch entstandene polierte Oberfläche der Rahmen eignete sich auch besser zum Aufziehen dünner Targetfolien.

#### 3.2. Trägerfolien

Kohlenstofffolien wurden als Targetträger benutzt. Zu ihrer Her-

stellung wurden sorgfältig gereinigte Glasplatten dünn und gleichmässig mit einer Ablösesubstanz eingestrichen und anschliessend im Vakuum von  $10^{-5}$  Torr bis  $10^{-6}$  Torr durch Erhitzen spektroskopisch reiner Kohlenstäbe bedampft. So erhielt man stabile Trägerfolien von  $8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  bis  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Dicke. Im destillierten Wasser wurden die mit Zink bedampften bzw. unbedampften (siehe 3.4.) Folien schliesslich vom Glas abgelöst und auf den Targetrahmen aufgezogen.

### 3.3. Ablösesubstanz

Für unsere Zwecke eignete sich eine Lösung aus 10 g Sacharose ( $\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$ ) und 70 g Betain ( $\text{C}_5\text{H}_{11}\text{NO}_2\text{H}_2\text{O}$ ) in 50 ml destilliertem Wasser<sup>12</sup>.

### 3.4. Bedampfen mit $^{64}\text{Zn}$

Als Ausgangssubstanz stand hochangereichertes  $^{64}\text{Zn}$  (99.38 %  $\pm$  0.08 %) in Form von Zinkoxyd zur Verfügung (Oak Ridge National Laboratory, Tennessee). Die Reduktion zu  $^{64}\text{Zn}$  und gleichzeitige Verdampfung erfolgte im Vakuum ( $\approx 10^{-6}$  Torr) aus einem Kohlenstoffschiffchen heraus.

Unmittelbar vor der Bedampfung mussten die Targetträgerfolien im Vorvakuum durch eine Glimmentladung gereinigt (oder besser "sensibilisiert" ?) werden. Der Druck wurde dabei über ein Nadelventil so reguliert, dass es über einige Minuten zu einer gut sichtbaren Glimmentladung zwischen einer ausgedehnten Elektrode aus Kupferblech (Zylindermantel) und der Kohlenstoffolie kam.

Die Folie konnte dabei entweder schon auf den Targetrahmen aufgezogen sein oder sich noch unabgelöst auf der Glasscheibe befinden. Im ersten Fall erreichte man allerdings nur Targetdicken von ca.  $3 \mu\text{g}/\text{cm}^2$   $^{64}\text{Zn}$ , während im zweiten auch wesentlich dickere Targets hergestellt wurden.

Die Bestimmung der Targetdicke erfolgte nicht während des Aufdampfvorgangs. Sie wurde nachträglich aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der Coulombstreuung ermittelt, indem man unter einem bestimmten Winkel die Zahl der gestreuten mit der Gesamtzahl der einfallenden Protonen verglich. Dabei wurde darauf geachtet, dass reine Coulombstreuung vorlag, d.h. es wurde bei Laborenergien gemessen, in deren Nähe sich keine Resonanzen befinden.

### 3.5. Energiemessung

Die Energie der einfallenden Protonen wurde über die NMR-Frequenz des  $90^\circ$ -Ablenkmagneten bestimmt, der vor den Messungen bei verschiedenen Energien durch Referenzresonanzen geeicht wurde. Der absolute Fehler wird auf  $\approx 5$  keV geschätzt. Die gute Reproduzierbarkeit der Energieeinstellung (Messungen überlappender Energiebereiche) reduziert den Fehler in den Energien der Resonanzen untereinander auf  $< 1$  keV, wobei der nahe beieinander liegender Resonanzen noch viel geringer ist. Deshalb wurden die Resonanzenergien auf  $\pm 100$  eV genau angegeben.

### 3.6. Energieauflösung

Die Energieauflösung lässt sich erst nachträglich an gemessene-

nen Resonanzen bestimmen. Sie setzt sich aus der Strahlauf-  
 lösung ( $\approx 100$  eV/MeV) und dem Energieverlust der Protonen in der  
 $^{64}\text{Zn}$ -Schicht des Targets (Messung bei Rückwärtswinkeln) zusam-  
 men, der für Protonen von 4 MeV Energie und einer Zn-Target-  
 dicke von  $2.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  etwa 150 eV beträgt. Zur Energieunschärfe  
 trägt weiter die Dopplerverbreiterung bei, die durch die ther-  
 mische Bewegung der Kerne verursacht wird. Sie ändert sich so-  
 wohl als Funktion der Targetdicke (Zahl der im Target gestreu-  
 ten Protonen) wie des Strahlstroms ( $1.0 \mu\text{A}$  bis  $4.5 \mu\text{A}$ ). Nimmt  
 man etwa an, dass das Zink während der Messungen nicht oxidiert,  
 kann durch dessen Schmelzpunkt ( $420^\circ\text{C}$ ) eine grobe obere Tem-  
 peraturgrenze angegeben werden. Damit liesse sich die Doppler-  
 verbreiterung bei 4 MeV Protonenenergie auf etwa 120 eV  
 schätzen<sup>13</sup>. Sicher tragen auch Veränderungen des Targets, wie  
 etwa Kontamination und eine wellige Oberfläche, zur Verschlech-  
 terung der Auflösung bei.

Bestimmt wurde die Auflösung schliesslich an schmalen Einzel-  
 resonanzen elastisch gestreuter Protonen mit dem Programm MUL-  
 TI (siehe 4.3.) zu 550 eV mit einer Unsicherheit von  $\pm 150$  eV.

### 3.7. Messvorgang

Für die Laborwinkel von  $90^\circ$ ,  $125^\circ$ ,  $141^\circ$  und  $165^\circ$  wurde im Labor-  
 energiebereich zwischen 2.88 MeV und 5.02 MeV der differentielle  
 Wirkungsquerschnitt elastisch gestreuter Protonen gemessen. Die  
 Messungen erfolgten in Schritten von etwa 350 eV oder 700 eV.  
 Pro Messpunkt wurde mindestens eine Ladung von  $10^{-4}$  Clb im Fa-  
 raday-Becher gesammelt und dann jeweils der Strahl durch den  
 Strahlstopper unterbrochen. Bei jedem der vier Winkel erhält man  
 ein Spektrum gestreuter Protonen. Für den Laborwinkel von  $90^\circ$   
 und die Laborenergie von 3.7895 MeV ist dieses Spektrum in Abb. 1

gezeigt. Man sieht deutlich die Linien von  $^{64}\text{Zn}$  (Kanal 412),  $^{16}\text{O}$  (Kanal 375) und  $^{12}\text{C}$  (Kanal 359). Der Bereich mit der Linie der an  $^{64}\text{Zn}$  inelastisch gestreuten Protonen ( $Q = -0.9916 \text{ MeV}$ ) wurde mit hundertfacher Vergrößerung im Spektrum nochmals eingezeichnet. Allgemein war der statistische Fehler in der Zahl der an  $^{64}\text{Zn}$  elastisch gestreuten Protonen immer kleiner als 3 %, in Gebieten mit schwer erkennbaren Strukturen wurden die Messungen mit 1 % statistischen Fehler durchgeführt. Der Anteil der an  $^{64}\text{Zn}$  inelastisch gestreuter Protonen (einschliesslich Untergrund) betrug im gesamten Energiebereich höchstens 1 %.

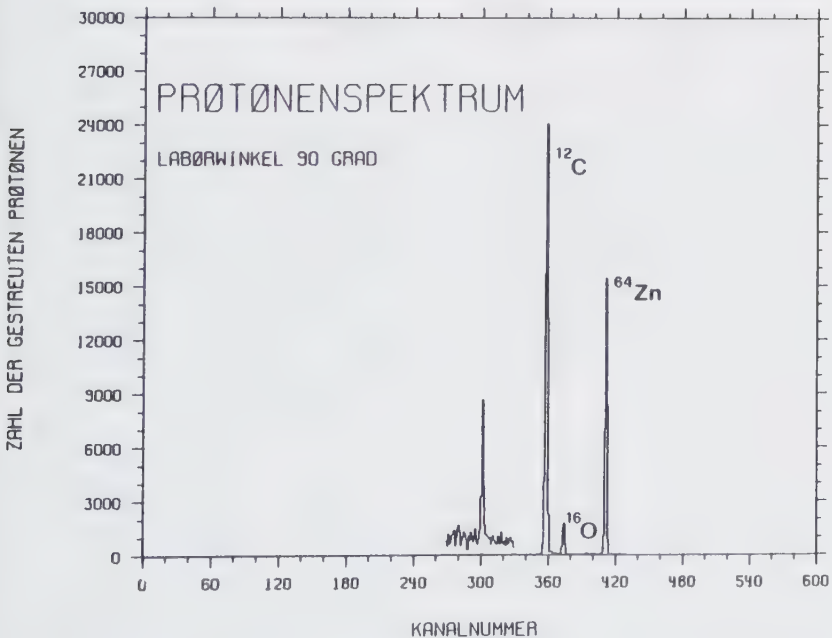


Abbildung 1: Protonenspektrum für die Laborenergie 3.7895 MeV und den Laborwinkel  $90^\circ$ . Neben den Linien der elastisch gestreuten Protonen an  $^{64}\text{Zn}$ ,  $^{16}\text{O}$  und  $^{12}\text{C}$  ist der Verlauf des Spektrums im Gebiet der an  $^{64}\text{Zn}$  inelastisch gestreuten Protonen ( $Q = -0.9916 \text{ MeV}$ , Kanal 301) mit hundertfacher Vergrößerung zum Vergleich nochmals eingezeichnet worden.

Zur Ermittlung der Anregungsfunktion für die  $^{64}\text{Zn}(p,p)^{64}\text{Zn}$ -Reaktion wurde ein Fenster von ca. 10 Kanälen Breite auf die  $^{64}\text{Zn}$ -Linie gesetzt und für jede Laborenergie die Summe der Kanalinhalt in diesem Fenster ausgeschrieben.

#### 4. PARAMETRISIERUNG DER DATEN

##### 4.1. Compoundkern und R-Matrix-Theorie

Die Protonenstreuung an Kernen unterhalb der Coulombbarriere ist durch viele Resonanzen gekennzeichnet, deren Breiten erheblich kleiner sind als jene der vom optischen Modell her erwarteten Breiten der Einteilchenresonanzen. Eine Erklärung dafür liefert das Compoundkernmodell, in dem angenommen wird, dass sich die Energie des einfallenden Protons im Bereich starker Wechselwirkung auf alle Nukleonen des (Target + p)-Systems verteilt. Damit hat kein Nukleon mehr genügend Energie, den Kern zu verlassen und erst aufgrund von Fluktuationen kann es wieder zu einer ausreichenden Konzentration von Energie auf ein Nukleon und damit zum Verlassen des Kerns kommen. Die statistische Verteilung der Anregungsenergie auf viele Freiheitsgrade legt statistische Beschreibungen nahe (FERMI-Gas Modell, siehe 7.2.).

Aus der totalen Breite der im differentiellen Wirkungsquerschnitt beobachteten Resonanzen ( $\Gamma_{\text{tot}}$ ) kann man nach  $\tau = \hbar / \Gamma_{\text{tot}}$  grob die "Verweilzeit" ( $\tau$ ) des Protons im Kern abschätzen. Sie beträgt für eine Resonanz von 50 eV Breite rund  $10^{-17}$  s, ist also 10 000 mal grösser als die Zeit, die ein Proton mit der

Energie von einigen MeV braucht, um den Kern einmal zu durchlaufen.

Eine genauere Beschreibung des Compoundkernmodells erfolgte u.a. durch BLATT und WEISSKOPF<sup>14</sup> und BLOCH<sup>15</sup>. Dazu wird ein Konfigurationsraum der Dimension  $3A$  ( $A$  Massenzahl) in einen inneren (starke Wechselwirkung) und äusseren Bereich (elektromagnetische Wechselwirkung) aufgeteilt. Getrennt werden die beiden Bereiche durch eine Kanaloberfläche, eine Verallgemeinerung der Kernoberfläche auf  $3A$  Dimensionen (die verschiedenen Möglichkeiten von Zerfall bzw. Bildung des Compoundkerns werden Kanäle genannt). Diese Trennfläche wird durch den Kanalradius  $a_c$  bestimmt (gewöhnlich die Summe aus den Radien des Reaktionspaares). Durch Nullsetzen der logarithmischen Ableitungen der inneren und äusseren Wellenfunktion bei  $a_c$  werden die Resonanzenergien definiert. Mit Hilfe der R-Matrix-Theorie (LANE und THOMAS<sup>16</sup>) berechnet man für feste  $a_c$  den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Summe der differentiellen Wirkungsquerschnitte für Coulombstreuung, Resonanzstreuung und einem Interferenzterm aus beiden. Ihr grosser Vorteil gegenüber früheren Parametrisierungsmethoden<sup>17</sup> liegt darin, dass gleichzeitig mehrere Resonanzen berücksichtigt werden können.

#### 4.2. Programm MULTI

Die Verarbeitung der Daten (in Abb. 2 bis 12 punktiert) erfolgte mit dem Programm MULTI<sup>18</sup>. Die Eingabeparameter für das Programm sind:

|                    |                                                     |
|--------------------|-----------------------------------------------------|
| $E_p^{\text{lab}}$ | Resonanzenergie im Laborsystem                      |
| $J^\pi$            | Spin und Parität des Energieniveaus                 |
| $\Gamma_p$         | Partialbreite für den p-Kanal (elastische Streuung) |

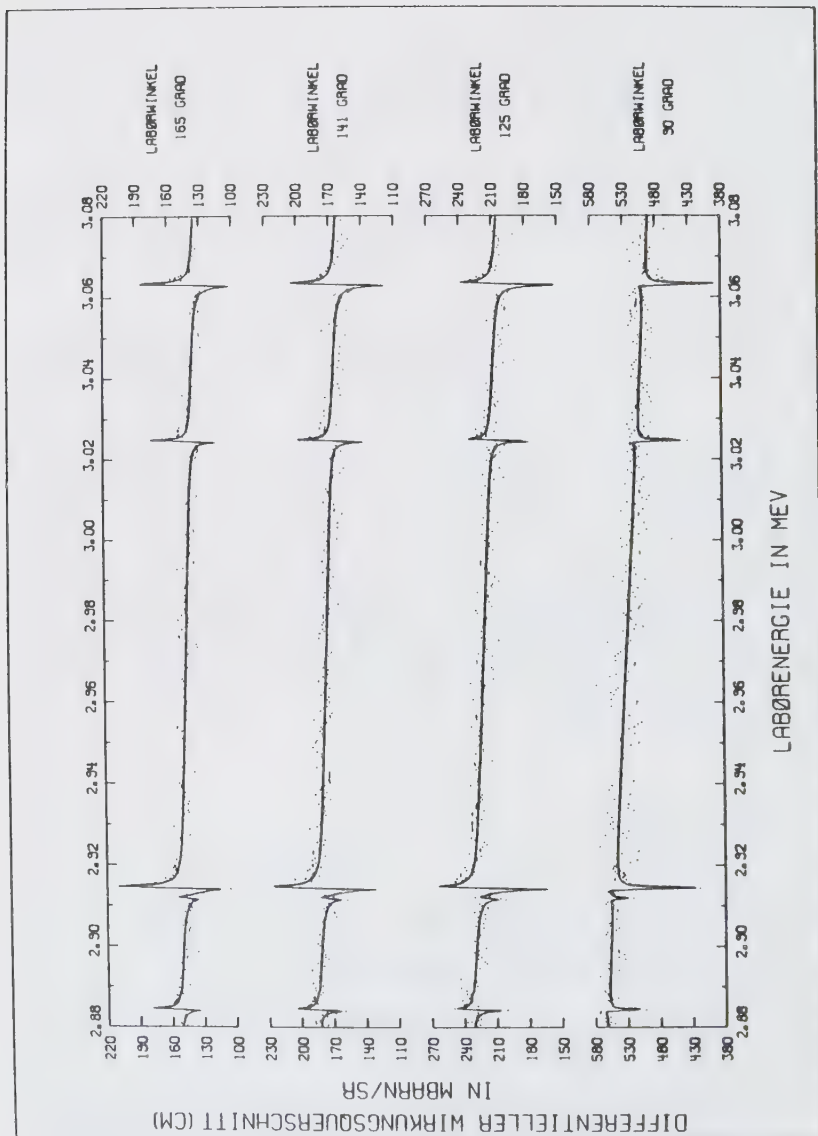


Abbildung 2: Anregungsfunktion der elastisch gestreuten Protonen im Laborenergiebereich von 2.88 MeV bis 3.08 MeV

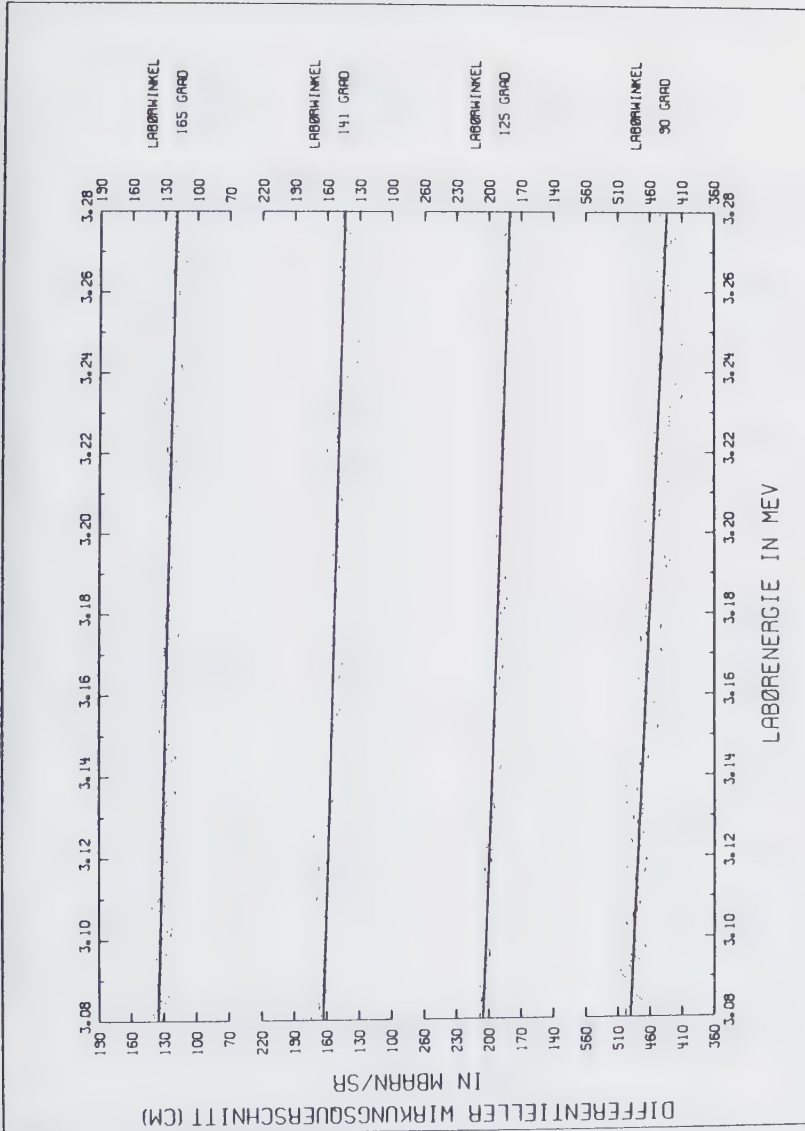


Abbildung 3: Anregungsfunktion der elastisch gestreuten Protonen im Laborenergiebereich von 3.08 MeV bis 3.28 MeV

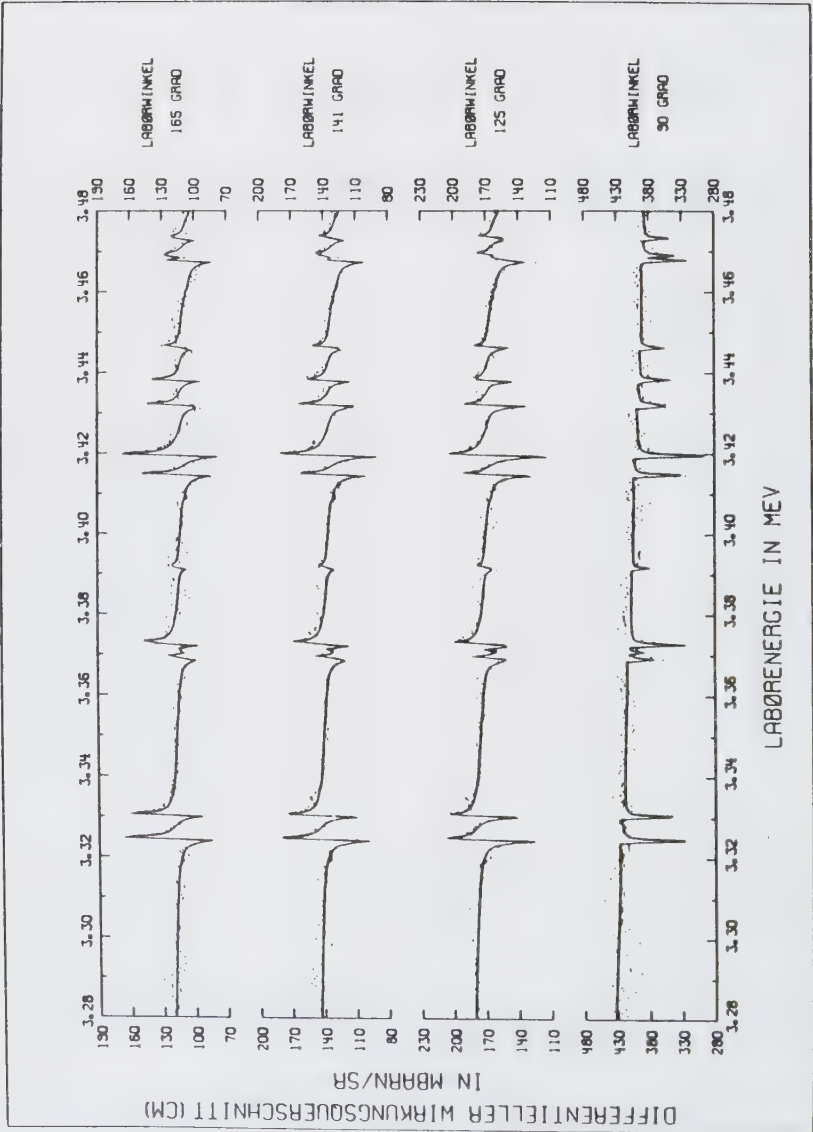


Abbildung 4: Anregungsfunktion der elastisch gestreuten Protonen im Laborenergiebereich von 3,28 MeV bis 3,48 MeV

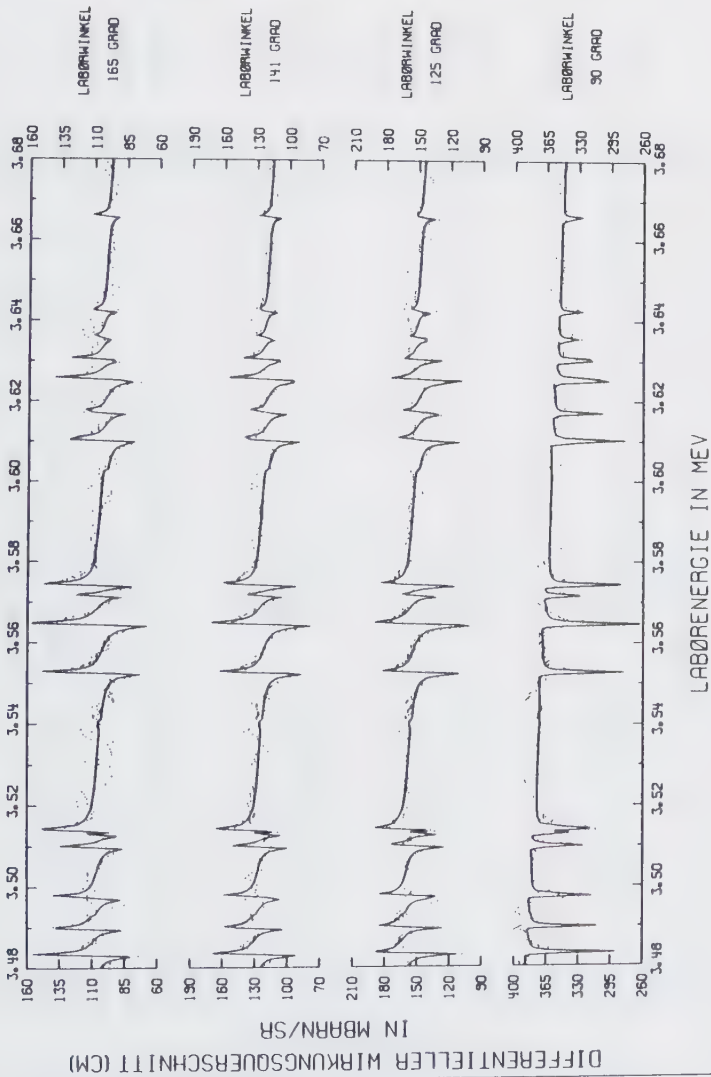


Abbildung 5: Anregungsfunktion der elastisch gestreuten Protonen im Laborenergiebereich von 3.48 MeV bis 3.68 MeV

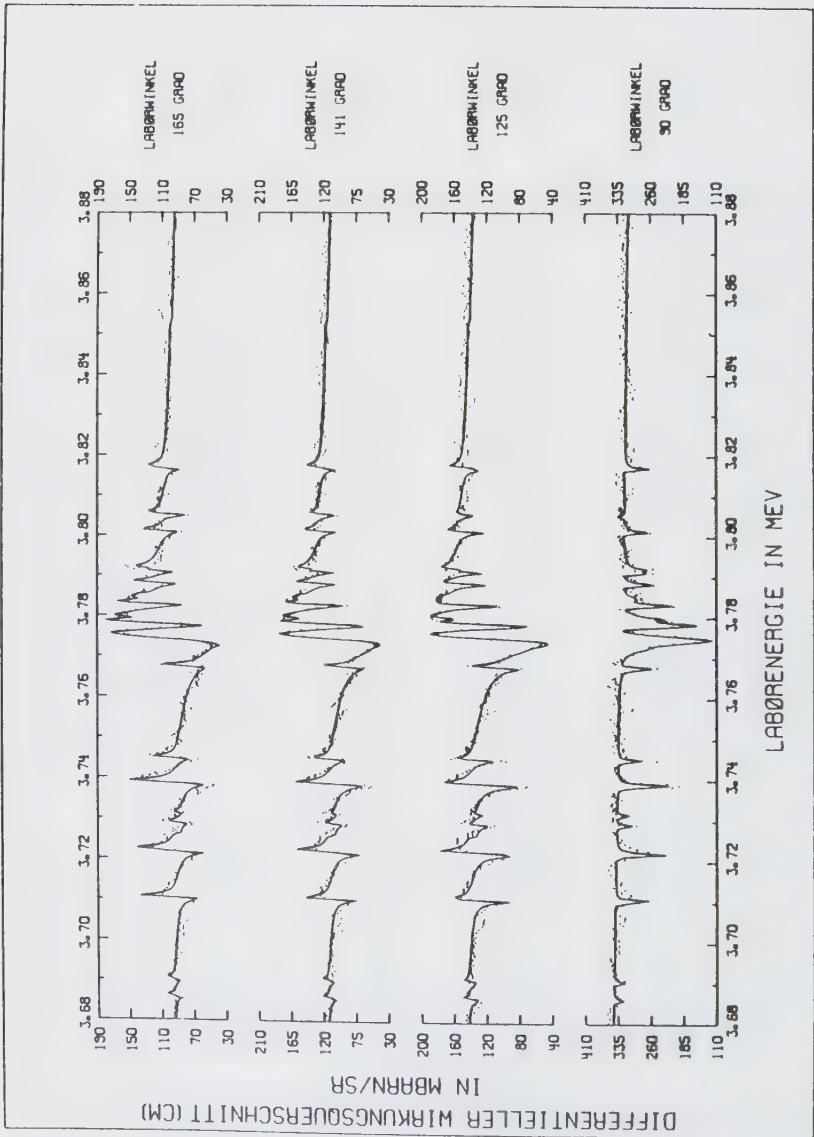


Abbildung 6: Anregungsfunktion der elastisch gestreuten Protonen im Laborenergiebereich von 3.68 MeV bis 3.88 MeV

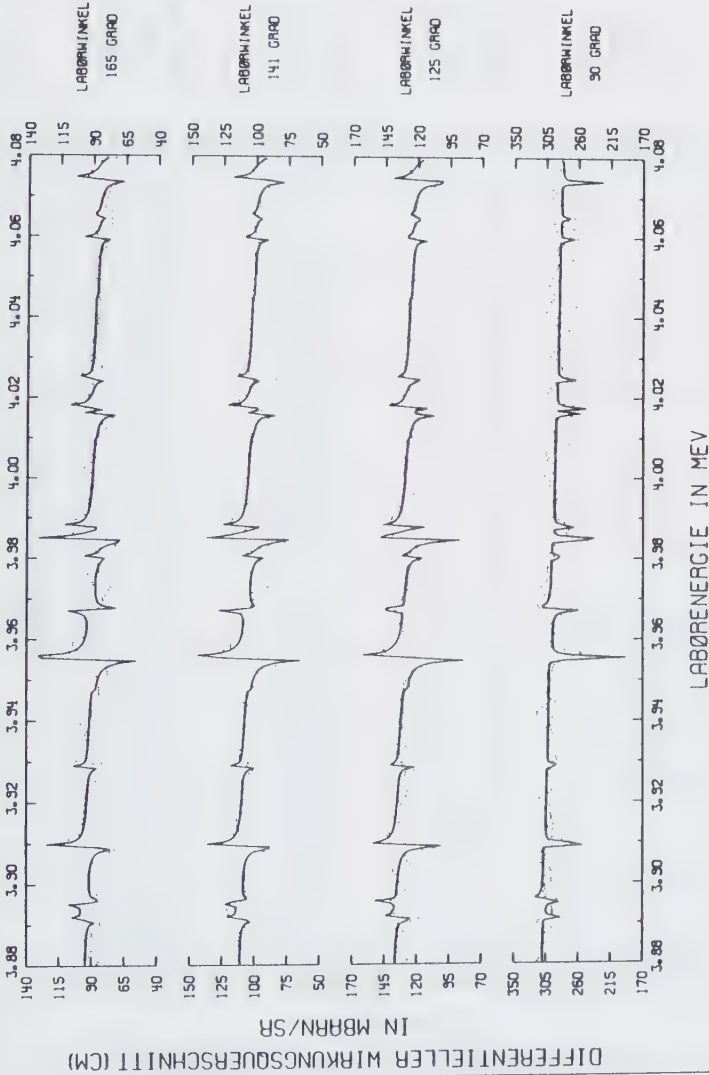


Abbildung 7: Anregungsfunktion der elastisch gestreuten Protonen im Laborenergiebereich von 3.88 MeV bis 4.08 MeV

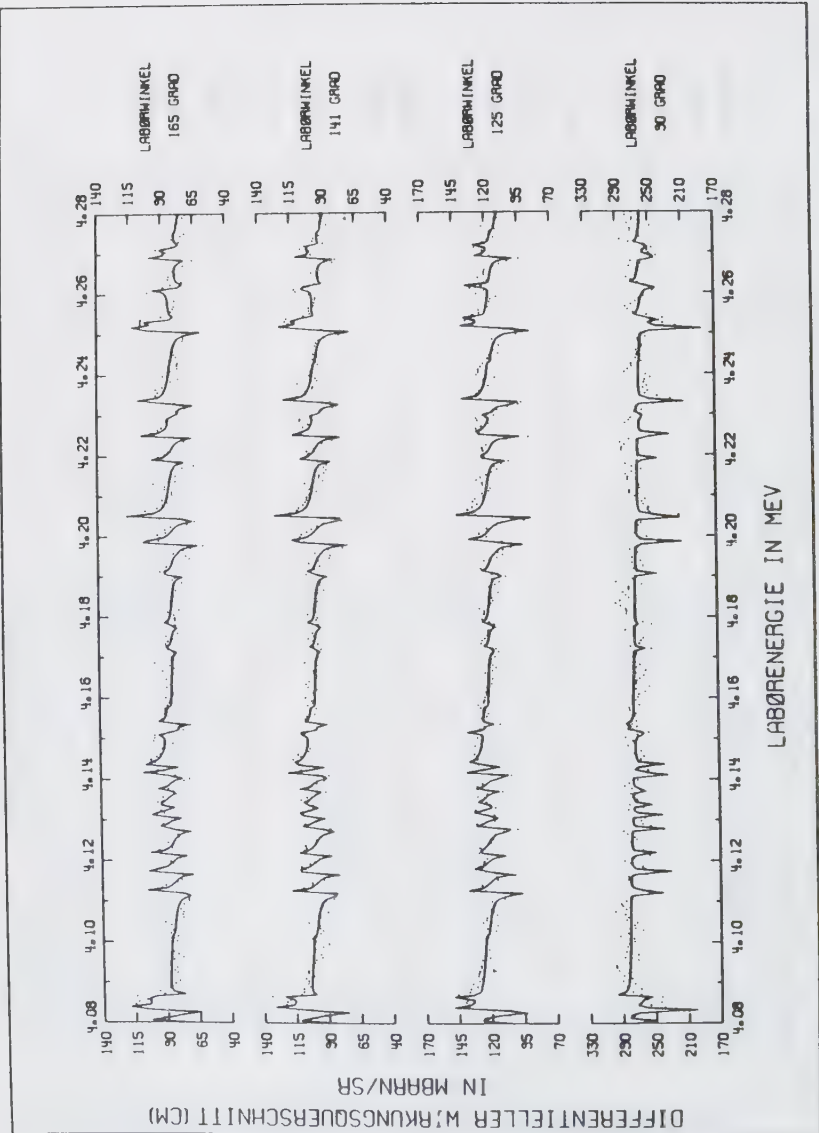


Abbildung 8: Anregungsfunktion der elastisch gestreuten Protonen im Laborenergiebereich von 4.08 MeV bis 4.28 MeV

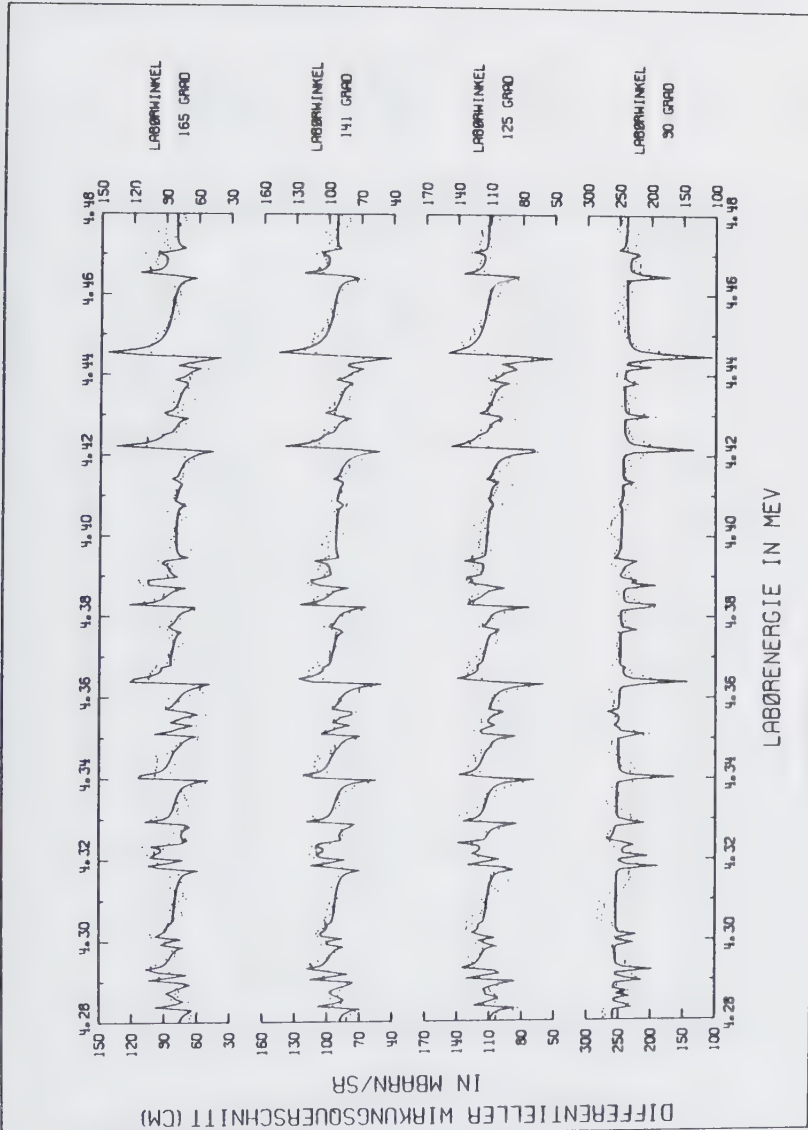


Abbildung 9: Anregungsfunktion der elastisch gestreuten Protonen im Laborenergiebereich von 4.28 MeV bis 4.48 MeV

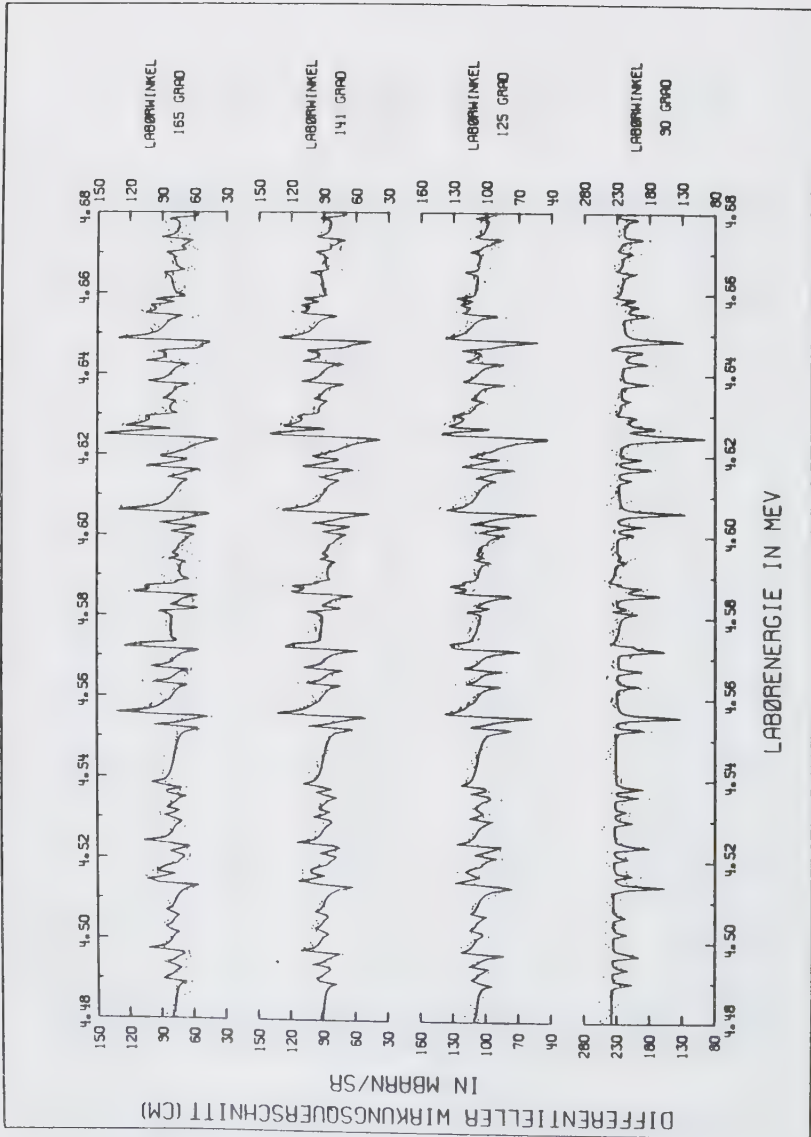


Abbildung 10: Anregungsfunktion der elastisch gestreuten Protonen im Laborenergiebereich von 4.48 MeV bis 4.68 MeV

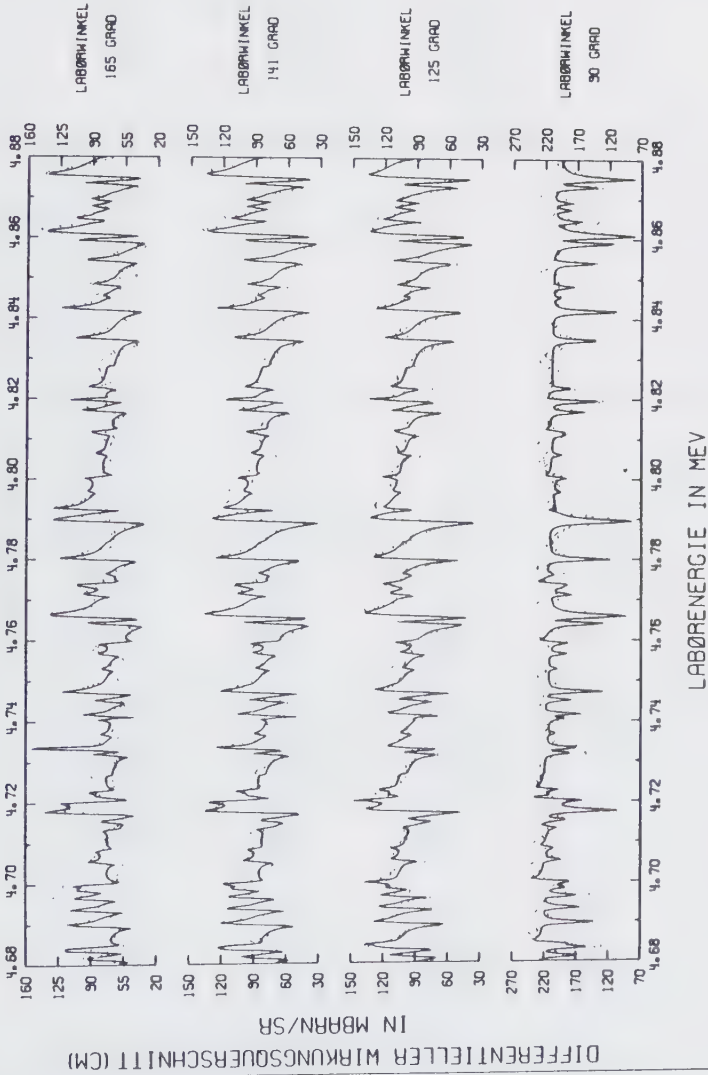


Abbildung 11: Anregungsfunktion der elastisch gestreuten Protonen im Laborenergiebereich von 4.68 MeV bis 4.88 MeV

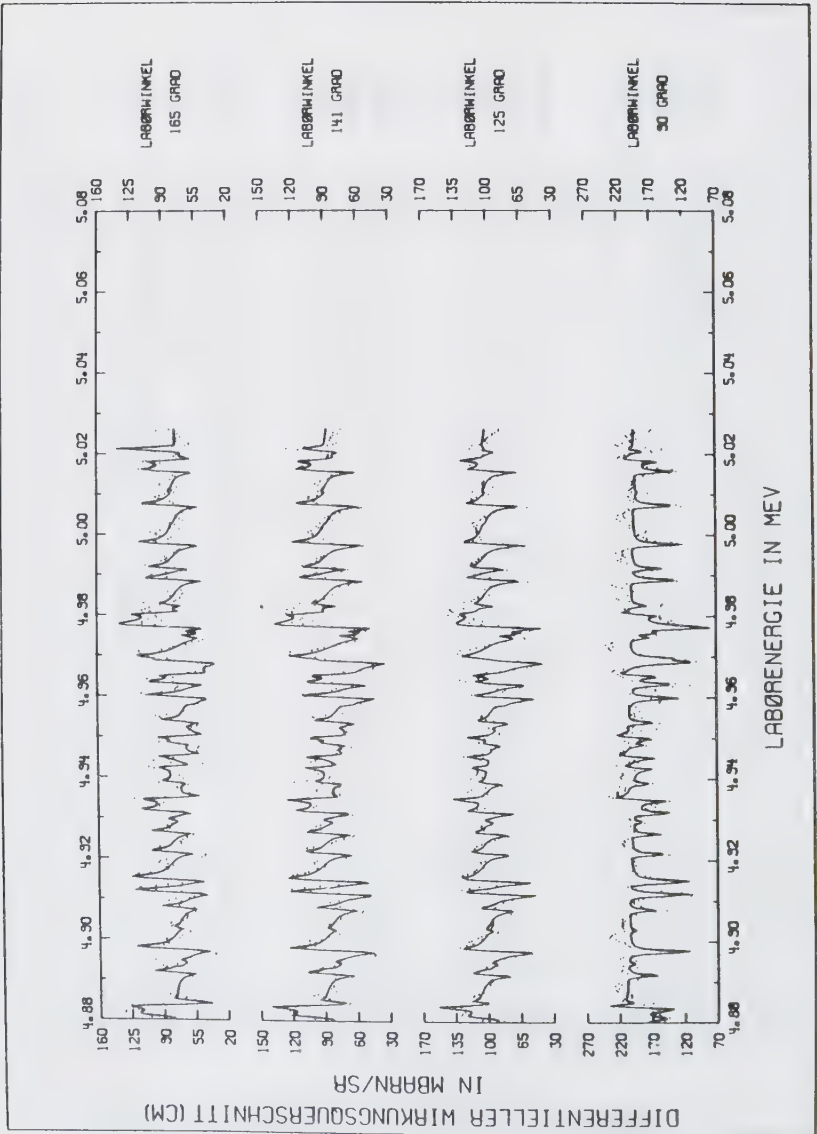


Abbildung 12: Anregungsfunktion der elastisch gestreuten Protonen im Laborenergiebereich von 4.88 MeV bis 5.02 MeV

|                 |                                                                             |
|-----------------|-----------------------------------------------------------------------------|
| $\Gamma_{p',s}$ | Partialbreite für $p'$ -Kanal und Kanalspin $s$<br>(inelastische Streuung)  |
| $G$             | Halbwertsbreite der Auflösungsfunktion (in<br>diesem Falle Gaussverteilung) |
| $a_c$           | Kanalradius ( $1.25 \cdot A_T^{1/3} + 1.25 \cdot A_p^{1/3}$ )               |
|                 | ( $A_T$ Massenzahl des Targetkerns<br>$A_p$ Massenzahl des Protons)         |

Mit diesen Eingabeparametern berechnet das Programm MULTII auf Grundlage der R-Matrix-Theorie<sup>16</sup> den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastisch und inelastisch gestreuten Protonen für vier Winkel. Gibt man die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte mit ein, erfolgt eine Normierung der Daten auf die Theorie. Sie wurde immer durch MULTII vorgenommen und ist somit kein Fitparameter.

Als Mass für die Uebereinstimmung von theoretischen und experimentellen Werten wird die mittlere quadratische Abweichung berechnet, die bei der Ermittlung der Resonanzparameter zu minimieren ist.

Bedingt durch den grossen Speicherplatzbedarf von MULTII war ein Rechnungsdurchgang auf 600 Energiepunkte und 20 Resonanzen beschränkt. Das ganze Energiegebiet wurde daher in Bereiche unterteilt, wobei breite Resonanzen auch im benachbarten Bereich berücksichtigt wurden.

#### 4.3. Ermittlung der Eingabeparameter

Einen ersten Wert für die Resonanzenergie entnimmt man den Messungen.

Den  $l$ -Wert eines isolierten Energieniveaus kann man aus den charakteristischen Resonanzmustern der elastisch gestreuten Protonen für die Streuwinkel von  $90^\circ$ ,  $125^\circ$ ,  $141^\circ$  (Nullstellen der Legendre-Polynome mit  $l = 1, 2, 3$ ) und  $165^\circ$  direkt ablesen (vergl. auch Resonanzmuster<sup>3</sup>).

Weniger offensichtlich ist der  $J$ -Wert eines Niveaus. Für gleiche  $l$ - aber unterschiedliche  $J$ -Werte unterscheiden sich die Resonanzmuster nur durch die Höhe des Resonanzeffektes. Sind die Resonanzen schmal, ist dieser Unterschied durch die Schmierung kaum noch visuell zu erkennen. Bei konkurrierenden  $J$ -Werten wurden schliesslich jene mit der kleinsten mittleren quadratischen Abweichung bezüglich der Messdaten angegeben. Diese Zuordnung ist nur berechtigt, falls keine inelastischen Breiten auftreten.

Die Schätzung der Partialbreiten erfolgte nach der Grösse der Resonanzeffekte. Ihre erste Korrektur erhält man aus dem Vergleich mit den von MULTI berechneten Werten.

Für die Schmierungsfunktion wurde eine Gaussverteilung gewählt, deren Breite man an schmalen Einzelresonanzen bestimmte, indem diese und alle anderen Resonanzparameter mit dem Ziel variiert wurden, die mittlere quadratische Abweichung zu minimieren. Die so ermittelte Breite schwankte zwischen 400 eV und 700 eV. Bei der Parametrisierung wurde mit einer einheitlichen Auflösung von 550 eV gerechnet.

#### 4.4. Parametrisierung der Messdaten

Für die eben beschriebenen Anfangsparameter berechnet nun MULTI für einen Energiebereich und vier Winkel den differentiellen

Wirkungsquerschnitt und vergleicht diesen mit den normalisierten Daten (siehe 4.2.), indem die mittlere quadratische Abweichung angegeben wird. Damit ist ein quantitatives Mass für eine Verbesserung des "Fits" gegeben.

Zuerst wird die Resonanzenergie in Schritten von 100 eV, schliesslich die Partialbreite des Niveaus in Schritten von 10 eV solange variiert, bis man das Minimum der mittleren quadratischen Abweichung findet. Bei konkurrierenden J-Werten wird dieses Verfahren für jeden in Frage kommenden J-Wert angewendet und daraufhin die Auswahl getroffen.

Das Verfahren wird weitaus schwieriger, falls es zur Ueberlappung zweier oder gar mehrerer Resonanzen kommt, nicht zuletzt dadurch, weil dann die rein visuelle Bestimmung des l-Wertes der Resonanz schon Schwierigkeiten bereitet. Mit etwas Uebung kann man aber auch einige dieser komplizierten Muster erkennen. Für den Fall, dass dies nicht möglich war, wurden für mögliche Kombinationen, jene mit der kleinsten mittleren quadratischen Abweichung ausgewählt.

Die ermittelten Resonanzparameter sind in Tabelle I angegeben. Für jede Resonanz sind ihre Energie im Laborsystem, der  $J^{\pi}$ -Wert (nur negative Parität bezeichnet), die elastische Partialbreite und deren reduzierte Breite aufgeführt.

Die Fehler in den angegebenen Breiten hängen, besonders bei schmalen Resonanzen, stark von der Auflösung ab. Sie sind etwa 10 % bei grossen Breiten (über 200 eV) und werden bis zu 50 % für Breiten von ca. 50 eV.

Die grafische Darstellung der ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastisch gestreuten Protonen erfolgte in den Abb. 2 bis 12 (ausgezogene Linie). Der statistische

Tabelle I :

## RESONANZPARAMETER

| $E_p^{\text{lab}}$ | $J^{\pi}$ | $\Gamma_p$ | $\gamma^2$ |
|--------------------|-----------|------------|------------|
| MeV                |           | eV         | eV         |
| 2.8844             | 0.5       | 60         | 920        |
| 2.9119             | 0.5       | 30         | 430        |
| 2.9144             | 0.5       | 190        | 2700       |
| 3.02464            | 0.5       | 90         | 990        |
| 3.06315            | 0.5       | 170        | 1710       |
| 3.3245             | 0.5       | 210        | 1250       |
| 3.3304             | 0.5       | 150        | 880        |
| 3.36918            | 0.5       | 80         | 440        |
| 3.37099            | 0.5       | 40         | 220        |
| 3.3727             | 0.5       | 160        | 870        |
| 3.3917             | 0.5       | 40         | 210        |
| 3.4148             | 0.5       | 170        | 860        |
| 3.4196             | 0.5       | 270        | 1360       |
| 3.4320             | 0.5       | 125        | 610        |
| 3.4382             | 0.5       | 90         | 440        |
| 3.4463             | 0.5       | 70         | 340        |
| 3.46785            | 0.5       | 130        | 600        |
| 3.46905            | 0.5       | 80         | 370        |
| 3.47331            | 0.5       | 65         | 300        |
| 3.4834             | 0.5       | 100        | 450        |
| 3.4899             | 0.5       | 140        | 620        |
| 3.4976             | 0.5       | 160        | 700        |
| 3.5099             | 0.5       | 120        | 520        |
| 3.5130             | 0.5       | 80         | 340        |
| 3.5140             | 0.5       | 150        | 640        |
| 3.5527             | 0.5       | 210        | 840        |
| 3.5646             | 0.5       | 300        | 1180       |
| 3.5716             | 0.5       | 80         | 310        |
| 3.5743             | 0.5       | 200        | 780        |
| 3.6103             | 0.5       | 190        | 700        |
| 3.6172             | 0.5       | 110        | 400        |
| 3.6254             | 0.5       | 200        | 720        |
| 3.6304             | 0.5       | 100        | 360        |
| 3.6357             | 0.5       | 50         | 180        |
| 3.6424             | 0.5       | 50         | 170        |
| 3.6659             | 0.5       | 50         | 170        |
| 3.6860             | 0.5       | 50         | 160        |
| 3.6904             | 0.5       | 50         | 160        |
| 3.7106             | 0.5       | 220        | 700        |
| 3.7221             | 0.5       | 360        | 1120       |
| 3.7291             | 0.5       | 70         | 220        |
| 3.7316             | 0.5       | 250        | 80         |

| $E_p^{\text{lab}}$ | $J^\pi$ | $\Gamma_p$ | $\gamma^2$ |
|--------------------|---------|------------|------------|
| MeV                |         | eV         | eV         |
| 3.7389             | 0.5     | 400        | 1210       |
| 3.7450             | 0.5     | 140        | 420        |
| 3.7677             | 0.5     | 220        | 640        |
| 3.7725             | 1.5     | 40         | 660        |
| 3.7746             | 0.5     | 2300       | 6630       |
| 3.77485            | 1.5     | 15         | 250        |
| 3.77505            | 1.5     | 25         | 410        |
| 3.7782             | 0.5     | 1100       | 3160       |
| 3.7796             | 0.5     | 200        | 570        |
| 3.7830             | 0.5     | 400        | 1140       |
| 3.7844             | 0.5     | 80         | 230        |
| 3.7882             | 0.5     | 200        | 570        |
| 3.7911             | 0.5     | 150        | 420        |
| 3.7919             | 0.5     | 100        | 280        |
| 3.8012             | 0.5     | 150        | 420        |
| 3.8053             | 0.5 -   | 200        | 980        |
| 3.81695            | 0.5     | 140        | 380        |
| 3.8914             | 0.5     | 60         | 150        |
| 3.8957             | 1.5     | 70         | 930        |
| 3.9094             | 0.5     | 180        | 430        |
| 3.9288             | 0.5     | 40         | 90         |
| 3.9554             | 0.5     | 350        | 790        |
| 3.9674             | 1.5     | 100        | 1180       |
| 3.9803             | 0.5     | 40         | 90         |
| 3.9848             | 0.5     | 220        | 480        |
| 3.9879             | 0.5     | 90         | 200        |
| 4.0161             | 0.5     | 80         | 170        |
| 4.0176             | 0.5     | 110        | 230        |
| 4.0247             | 0.5     | 60         | 130        |
| 4.0596             | 0.5     | 50         | 100        |
| 4.0650             | 0.5     | 30         | 60         |
| 4.0742             | 0.5     | 170        | 330        |
| 4.0805             | 0.5     | 90         | 180        |
| 4.0833             | 0.5     | 240        | 470        |
| 4.0852             | 0.5     | 10         | 20         |
| 4.0867             | 1.5     | 85         | 830        |
| 4.1123             | 0.5     | 130        | 240        |
| 4.1173             | 0.5     | 130        | 240        |
| 4.1218             | 0.5     | 80         | 150        |
| 4.1280             | 0.5     | 110        | 200        |
| 4.1314             | 0.5     | 160        | 290        |
| 4.1372             | 0.5     | 120        | 220        |
| 4.1412             | 0.5     | 165        | 300        |
| 4.1438             | 0.5     | 175        | 320        |
| 4.1516             | 1.5     | 50         | 440        |

| $E_p^{\text{lab}}$ | $J^\pi$ | $\Gamma_p$ | $\gamma^2$ |
|--------------------|---------|------------|------------|
| MeV                |         | eV         | eV         |
| 4.1538             | 0.5 -   | 90         | 270        |
| 4.1721             | 0.5     | 30         | 50         |
| 4.1781             | 0.5     | 40         | 70         |
| 4.1906             | 0.5     | 60         | 100        |
| 4.1985             | 0.5     | 170        | 290        |
| 4.2047             | 0.5     | 210        | 360        |
| 4.2190             | 0.5     | 70         | 120        |
| 4.2249             | 0.5     | 120        | 200        |
| 4.2298             | 1.5     | 25         | 200        |
| 4.2332             | 0.5     | 180        | 300        |
| 4.2511             | 0.5     | 230        | 370        |
| 4.2537             | 1.5     | 70         | 530        |
| 4.2617             | 1.5     | 90         | 680        |
| 4.2688             | 0.5     | 80         | 130        |
| 4.2718             | 1.5     | 50         | 370        |
| 4.2835             | 0.5     | 120        | 190        |
| 4.2860             | 0.5     | 70         | 110        |
| 4.2872             | 0.5     | 50         | 80         |
| 4.2901             | 0.5     | 170        | 260        |
| 4.2926             | 0.5     | 180        | 280        |
| 4.2992             | 0.5     | 80         | 120        |
| 4.3012             | 0.5     | 90         | 140        |
| 4.3182             | 0.5     | 200        | 300        |
| 4.3207             | 0.5     | 130        | 200        |
| 4.3241             | 1.5     | 130        | 900        |
| 4.3291             | 0.5     | 180        | 270        |
| 4.3402             | 0.5     | 330        | 490        |
| 4.3492             | 0.5     | 170        | 250        |
| 4.3509             | 0.5     | 140        | 200        |
| 4.3534             | 0.5 -   | 100        | 240        |
| 4.3564             | 0.5 -   | 240        | 570        |
| 4.3638             | 0.5     | 460        | 660        |
| 4.3678             | 1.5     | 20         | 130        |
| 4.3768             | 0.5     | 60         | 90         |
| 4.3826             | 0.5     | 250        | 350        |
| 4.3876             | 0.5     | 150        | 210        |
| 4.3895             | 1.5     | 70         | 440        |
| 4.3939             | 1.5     | 100        | 630        |
| 4.4079             | 0.5 -   | 55         | 120        |
| 4.4136             | 0.5     | 40         | 50         |
| 4.4217             | 0.5     | 550        | 750        |
| 4.4298             | 0.5     | 110        | 150        |
| 4.4382             | 0.5     | 60         | 80         |
| 4.4421             | 0.5     | 120        | 160        |
| 4.4448             | 0.5     | 800        | 1070       |
| 4.4647             | 0.5     | 250        | 330        |

| $E_p^{\text{lab}}$<br>—<br>MeV | $J^\pi$ | $\Gamma_p$<br>—<br>eV | $\gamma^2$<br>—<br>eV |
|--------------------------------|---------|-----------------------|-----------------------|
| 4.4707                         | 1.5     | 100                   | 570                   |
| 4.4898                         | 0.5     | 90                    | 120                   |
| 4.4935                         | 0.5     | 70                    | 90                    |
| 4.4970                         | 0.5     | 155                   | 200                   |
| 4.5023                         | 0.5     | 60                    | 80                    |
| 4.5065                         | 0.5     | 60                    | 80                    |
| 4.5139                         | 0.5     | 290                   | 360                   |
| 4.5166                         | 0.5     | 80                    | 100                   |
| 4.5210                         | 0.5     | 75                    | 90                    |
| 4.5237                         | 0.5     | 190                   | 240                   |
| 4.5299                         | 0.5     | 85                    | 100                   |
| 4.5324                         | 0.5     | 50                    | 60                    |
| 4.5360                         | 0.5     | 110                   | 140                   |
| 4.5381                         | 0.5     | 130                   | 160                   |
| 4.5526                         | 0.5     | 150                   | 180                   |
| 4.5556                         | 0.5     | 440                   | 530                   |
| 4.5632                         | 0.5     | 105                   | 130                   |
| 4.5670                         | 0.5     | 120                   | 140                   |
| 4.5720                         | 0.5     | 280                   | 330                   |
| 4.5734                         | 1.5     | 70                    | 350                   |
| 4.5814                         | 1.5     | 100                   | 490                   |
| 4.5824                         | 0.5     | 55                    | 60                    |
| 4.5855                         | 0.5     | 235                   | 280                   |
| 4.5877                         | 1.5     | 115                   | 560                   |
| 4.5886                         | 1.5     | 60                    | 290                   |
| 4.5938                         | 0.5     | 45                    | 50                    |
| 4.5953                         | 0.5     | 20                    | 20                    |
| 4.6006                         | 0.5     | 80                    | 90                    |
| 4.6027                         | 0.5     | 140                   | 160                   |
| 4.6059                         | 0.5     | 465                   | 540                   |
| 4.6141                         | 0.5     | 60                    | 70                    |
| 4.6168                         | 0.5     | 195                   | 220                   |
| 4.6193                         | 0.5     | 105                   | 120                   |
| 4.6246                         | 0.5     | 880                   | 1000                  |
| 4.6268                         | 0.5     | 185                   | 210                   |
| 4.6299                         | 1.5     | 70                    | 330                   |
| 4.6336                         | 0.5     | 40                    | 50                    |
| 4.6378                         | 0.5     | 140                   | 160                   |
| 4.6428                         | 0.5     | 130                   | 150                   |
| 4.6460                         | 1.5     | 130                   | 590                   |
| 4.6484                         | 0.5     | 490                   | 550                   |
| 4.6547                         | 0.5     | 125                   | 140                   |
| 4.6573                         | 1.5     | 60                    | 270                   |
| 4.6589                         | 1.5     | 85                    | 380                   |
| 4.6653                         | 1.5     | 60                    | 270                   |

| $E_p^{\text{lab}}$ | $J^\pi$ | $\Gamma_p$ | $\gamma$ |
|--------------------|---------|------------|----------|
| MeV                |         | eV         | eV       |
| 4.6704             | 1.5     | 50         | 220      |
| 4.6736             | 0.5     | 100        | 110      |
| 4.6788             | 1.5     | 80         | 350      |
| 4.6814             | 0.5     | 195        | 210      |
| 4.6834             | 0.5     | 240        | 260      |
| 4.6847             | 1.5     | 135        | 590      |
| 4.6898             | 0.5     | 340        | 370      |
| 4.6935             | 0.5     | 220        | 240      |
| 4.6964             | 0.5     | 180        | 190      |
| 4.6984             | 0.5     | 80         | 90       |
| 4.7002             | 1.5     | 165        | 710      |
| 4.7054             | 0.5     | 90         | 100      |
| 4.7086             | 1.5     | 50         | 210      |
| 4.7136             | 1.5     | 50         | 210      |
| 4.7154             | 0.5     | 105        | 110      |
| 4.7176             | 0.5     | 580        | 610      |
| 4.7205             | 1.5     | 230        | 960      |
| 4.7215             | 0.5     | 50         | 50       |
| 4.7231             | 1.5     | 80         | 330      |
| 4.7319             | 0.5     | 150        | 160      |
| 4.7333             | 0.5     | 220        | 230      |
| 4.7337             | 2.5 -   | 35         | 630      |
| 4.7368             | 0.5     | 40         | 40       |
| 4.7408             | 2.5     | 60         | 240      |
| 4.7416             | 0.5     | 230        | 240      |
| 4.7451             | 0.5     | 135        | 140      |
| 4.7472             | 0.5     | 375        | 390      |
| 4.7529             | 0.5     | 40         | 40       |
| 4.7566             | 0.5     | 85         | 90       |
| 4.7595             | 1.5     | 100        | 400      |
| 4.7641             | 0.5     | 410        | 420      |
| 4.7659             | 0.5     | 850        | 860      |
| 4.7712             | 0.5     | 95         | 100      |
| 4.7730             | 0.5     | 30         | 30       |
| 4.7741             | 2.5     | 80         | 310      |
| 4.7762             | 0.5     | 35         | 40       |
| 4.7800             | 0.5     | 460        | 460      |
| 4.7895             | 0.5     | 975        | 970      |
| 4.7924             | 1.5 -   | 185        | 280      |
| 4.7968             | 0.5     | 30         | 30       |
| 4.8006             | 1.5     | 80         | 300      |
| 4.8061             | 0.5     | 45         | 40       |
| 4.8111             | 0.5     | 85         | 80       |
| 4.8122             | 1.5     | 65         | 240      |
| 4.8168             | 0.5     | 190        | 180      |

| $E_{\text{p}}^{\text{lab}}$ | $J^{\pi}$ | $r_{\text{p}}$ | $\gamma^2$ |
|-----------------------------|-----------|----------------|------------|
| MeV                         |           | eV             | eV         |
| 4.8195                      | 0.5       | 215            | 210        |
| 4.8200                      | 1.5       | 80             | 300        |
| 4.8227                      | 0.5       | 105            | 100        |
| 4.8348                      | 0.5       | 345            | 330        |
| 4.8420                      | 0.5       | 540            | 520        |
| 4.8454                      | 0.5       | 30             | 30         |
| 4.8481                      | 0.5       | 110            | 100        |
| 4.8541                      | 0.5       | 280            | 260        |
| 4.8591                      | 0.5       | 570            | 540        |
| 4.8609                      | 0.5       | 990            | 930        |
| 4.8644                      | 0.5       | 150            | 140        |
| 4.8674                      | 0.5       | 75             | 70         |
| 4.8692                      | 0.5       | 85             | 80         |
| 4.87325                     | 0.5       | 295            | 280        |
| 4.8752                      | 0.5       | 885            | 820        |
| 4.8803                      | 0.5       | 55             | 50         |
| 4.8809                      | 0.5       | 140            | 130        |
| 4.8813                      | 0.5       | 50             | 50         |
| 4.8837                      | 1.5       | 355            | 1230       |
| 4.8849                      | 0.5       | 70             | 60         |
| 4.8918                      | 0.5       | 175            | 160        |
| 4.8947                      | 0.5       | 30             | 30         |
| 4.8977                      | 0.5       | 470            | 430        |
| 4.9029                      | 0.5       | 30             | 30         |
| 4.9079                      | 0.5       | 150            | 140        |
| 4.9117                      | 0.5       | 465            | 420        |
| 4.9148                      | 0.5       | 300            | 270        |
| 4.9150                      | 0.5       | 200            | 180        |
| 4.9216                      | 0.5       | 190            | 170        |
| 4.9265                      | 0.5       | 160            | 140        |
| 4.9295                      | 0.5       | 45             | 40         |
| 4.9317                      | 0.5       | 225            | 200        |
| 4.9350                      | 1.5       | 215            | 710        |
| 4.9389                      | 0.5       | 90             | 80         |
| 4.9428                      | 1.5       | 110            | 360        |
| 4.9455                      | 1.5       | 140            | 460        |
| 4.9484                      | 0.5       | 65             | 60         |
| 4.9502                      | 1.5       | 145            | 470        |
| 4.9521                      | 0.5       | 20             | 20         |
| 4.9539                      | 0.5       | 145            | 130        |
| 4.9600                      | 0.5       | 340            | 300        |
| 4.9633                      | 0.5       | 270            | 240        |
| 4.9654                      | 1.5       | 160            | 510        |
| 4.9688                      | 0.5       | 625            | 540        |
| 4.9695                      | 0.5       | 260            | 230        |
| 4.9748                      | 0.5       | 105            | 90         |

| $E_p^{\text{lab}}$<br><hr/> MeV | $J^\pi$ | $r_p$<br><hr/> eV | $\gamma^2$<br><hr/> eV |
|---------------------------------|---------|-------------------|------------------------|
| 4.9760                          | 0.5     | 145               | 130                    |
| 4.9772                          | 0.5     | 970               | 840                    |
| 4.9804                          | 2.5     | 80                | 250                    |
| 4.9826                          | 0.5     | 80                | 70                     |
| 4.9889                          | 0.5     | 310               | 270                    |
| 4.9917                          | 0.5     | 170               | 150                    |
| 4.9977                          | 0.5     | 335               | 290                    |
| 5.00735                         | 0.5     | 285               | 240                    |
| 5.0106                          | 0.5     | 15                | 10                     |
| 5.0158                          | 0.5     | 235               | 200                    |
| 5.0185                          | 1.5     | 140               | 420                    |
| 5.0207                          | 0.5     | 60                | 50                     |
| 5.0214                          | 2.5 -   | 40                | 490                    |

Fehler dieser Messpunkte war immer  $< 3\%$ . Die Ausbeute an inelastisch gestreuten Protonen war gering, ihre Statistik somit schlecht. Mit Ausnahme eines kleinen Bereichs (siehe unten) erwies sich eine Auswertung als nicht sinnvoll. Im gesamten Messbereich konnten keine inelastischen Breiten über 50 eV festgestellt werden.

Für den Bereich der starken  $\frac{1}{2}^+$ -Analogresonanz konnten die gemessenen Resonanzeffekte nicht allein durch s-Resonanzen elastisch gestreuter Protonen erklärt werden. Zuerst wurden inelastische Anteile bei diesen Resonanzen vermutet. Messungen mit verbesserter Statistik ( $< 1\%$  Fehler) ergaben keine inelastischen Anteile der breiten Resonanzen bei 3.7746 MeV und 3.7782 MeV. Jedoch wurden bei 3.7725 MeV, 3.77485 MeV und 3.77505 MeV schmale  $\frac{3}{2}^+$ -Niveaux mit inelastischen Breiten von 50 eV gefunden. Mit diesen konnten die Daten schliesslich auch gefittet werden. In Tabelle I wurde auf die Angabe dieser inelastischen Breiten verzichtet. Elastische Breiten unter 50 eV

wurden im allgemeinen nur berücksichtigt, falls sie, wie im gerade besprochenen Fall, wesentlich Interferenzmuster beeinflussen.

Der Verlust gleicher elastischer Breiten  $\Gamma_1$  bei verschiedenen Energien bedeutet einen unterschiedlichen Verlust in den reduzierten Breiten  $\gamma_1^2$ . Der Grund dafür sind die ändernden Penetrabilitäten  $P_1$ , denn für jeden  $l$ -Wert gilt<sup>16</sup>:

$$\Gamma_1 = 2 \cdot P_1 \cdot \gamma_1^2$$

Aus Tabelle I entnimmt man, dass im unteren Energiebereich (3.3917 MeV) einer elastischen Breite von 40 eV die reduzierte Breite von 210 eV entspricht, während zu der gleichen elastischen Breite bei 4.7529 MeV nur die reduzierte Breite von 40 eV gehört. Die Penetrabilität hat sich also etwa verfünffacht.

Mit steigender Anregungsenergie nimmt, wie man aus den Abb. 2 bis 12 sieht, die mittlere Niveaudichte zu. Das Erkennen der Resonanzparameter wird durch zunehmende Niveauüberlappung immer schwieriger. Resonanzen mit kleinen Breiten können kaum noch erkannt werden. Das sollte eine Energieabhängigkeit des Fehlers zur Folge haben. Um das zu verdeutlichen, wurde die mittlere quadratische Abweichung als Funktion der Laborenergie der Protonen für den Laborwinkel von  $141^\circ$  aufgetragen (Abb. 13).

Bei etwa 4.5 MeV steigen die Fehler stark an. Das ist ein Indiz dafür, dass die Parametrisierung der Messdaten zunehmend schwieriger und ungenauer wird. Die Interferenzmuster können teilweise nicht mehr erkannt werden. Eine höhere Messgenauigkeit könnte dieses Problem prinzipiell auch nicht lösen.

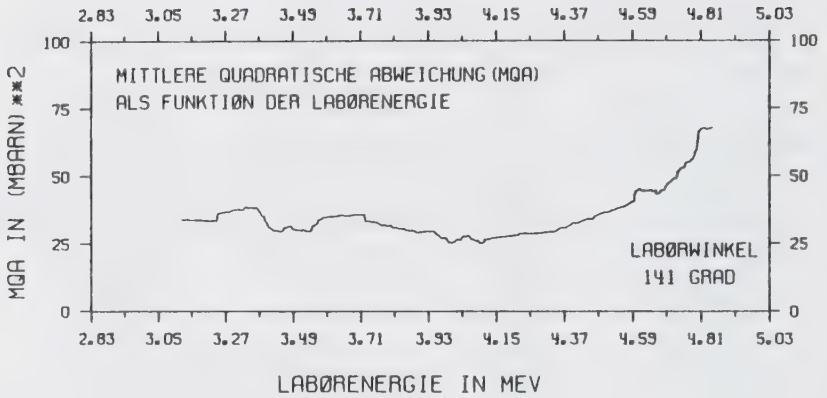


Abbildung 13: Mittlere quadratische Abweichung von Fit- und Datenpunkten als Funktion der Laborenergie. Um starke Oszillationen im Verlauf der Kurve zu vermeiden, wurde für jede Energie ein über 1000 Werte gemitteltes MQA eingesetzt.

## 5. SPEKTROSKOPIE DES COMPOUNDKERNIS $^{65}\text{Ga}$

### 5.1. Optisches Modell und Stärkefunktion (SF)

Die grosse Zahl schmaler Resonanzen (Compoundkernniveaux), die bei der Streuung niederenergetischer Protonen im Wirkungsquerschnitt beobachtet werden, sind Teile aufgespalteter einfacher Resonanzen (z.B. Einteilchenresonanzen), deren Stärkefunktion folgendermassen definiert ist (THOMAS<sup>19</sup>) :

$$SF = \frac{\overline{\gamma^2}}{\overline{D}}, \text{ wobei}$$

$\overline{\gamma^2}$  mittlere reduzierte Breite,

$\overline{D}$  mittlerer Niveauabstand bedeuten.

Zwischen SF und dem mittleren Compoundkern-Wirkungsquerschnitt existiert folgende Beziehung<sup>20</sup>:

$$\sigma_{CN} \sim SF = \frac{\overline{\gamma^2}}{\overline{D}} = \frac{\sum_i \gamma_i^2}{\delta E}$$

wobei  $\gamma_i^2$  reduzierte Breiten der einzelnen Resonanzen,

$\delta E$  Energiebereich, in dem die Summation über die reduzierten Breiten erfolgt, sind.

Man erwartet nun, dass der Verlauf der SF das charakteristische Schalenverhalten im mittleren totalen Wirkungsquerschnitt des optischen Modells widerspiegelt. Für jeden  $J^\pi$ -Wert summiert man über alle reduzierten Breiten. Dabei ist darauf zu achten, dass die reduzierten Breiten der isobaren Analogresonanzen (siehe 6.1.) aufgrund ihres abweichenden Isospins nicht mit zur Summe beitragen dürfen. Ihre grossen reduzierten Breiten gehören zu tiefliegenden Zuständen in  $^{65}\text{Zn}$ . Das optische Modell berücksichtigt aber die isobaren Analogresonanzen nicht. Die in 4.4. geschilderte Unsicherheit in der  $J^\pi$ -Bestimmung kann zu grossen Fehlern bei den SF mit 1-Werten grösser Null führen. Ausserdem kommt es zu systematischen Fehlern wegen des Verlusts kleiner reduzierter Breiten (der Wert für die SF wird zu klein).

Neben den hier vorgenommenen Messungen wurde auch an der Duke-Universität etwa gleichzeitig die Reaktion  $^{64}\text{Zn}(p,p)^{64}\text{Zn}$  im Laborenergiebereich von 2.50 MeV bis 3.24 MeV untersucht<sup>21</sup>. In Tabelle II sind sämtliche Werte der verschiedenen SF für den  $^{65}\text{Ga}$ -Compoundkern zusammengestellt. Für jeden Anregungsenergie-

Tabelle II : STAERKEFUNKTION (SF)

| Energiebereich<br>( $\delta E_x$ im $^{65}\text{Ga}$ )<br>in MeV | $\sum_i^2 y_i^2$ | $J^\pi$          | Schale im<br>optischen<br>Modell | SF       | SF*   |
|------------------------------------------------------------------|------------------|------------------|----------------------------------|----------|-------|
| 6.400 - 7.128 <sup>21</sup>                                      |                  | 1/2 <sup>+</sup> | 3s <sub>1/2</sub>                | 0.050    |       |
| 6.769 - 7.128                                                    | 6.7              | 1/2 <sup>+</sup> | 3s <sub>1/2</sub>                | 0.019    |       |
| 7.128 - 8.882                                                    | 65.9             | 1/2 <sup>+</sup> | 3s <sub>1/2</sub>                | 0.038    | 0.039 |
| 7.128 - 8.882                                                    | 2.2              | 1/2 <sup>-</sup> | 2p <sub>1/2</sub>                | 0.001    |       |
| 7.128 - 8.882                                                    | 21.7             | 3/2 <sup>+</sup> | 2d <sub>3/2</sub>                | 0.012    |       |
| 7.128 - 8.882                                                    | 0.8              | 5/2 <sup>+</sup> | 2d <sub>5/2</sub>                | (0.0005) |       |
| 7.128 - 8.882                                                    | 1.1              | 5/2 <sup>-</sup> | 1f <sub>5/2</sub>                | (0.0006) |       |

bereich im  $^{65}\text{Ga}$  wurde die Summe der reduzierten Breiten, der jeweilige  $J^\pi$ -Wert, die entsprechende Schale im optischen Modell, sowie die Werte der SF angegeben. In die erste Zeile der Tabelle wurde der Wert der Duke-Gruppe<sup>21</sup> übernommen, der wesentlich grösser ist als der hier (in einem vergleichbaren Teilbereich) gemessene. Dieser Unterschied liegt im Verlust von Resonanzen mit  $\Gamma_1 < 50$  eV begründet, die (siehe 4.4.) bei tiefen Energien grosse reduzierte Breiten haben. Die SF im höheren Energiebereich wird dadurch nur wenig verfälscht (siehe unten). Bei grösseren l-Werten sind die Penetrabilitäten entsprechend kleiner, was einen noch grösseren Verlust an Resonanzen vermuten lässt. Die Werte in der Tabelle stellen deshalb eher eine untere Grenze für die SF dar. Da Messergebnisse der Duke-Universität bis 3.24 MeV vorliegen, werden im folgenden die Auswertungen auf den Laborenergiebereich von 3.24 MeV bis 5.02 MeV (Anregungsenergiebereich in  $^{65}\text{Ga}$ : 7.13 MeV bis 8.88 MeV) beschränkt.

Sind eine genügend grosse Zahl von Resonanzen mit gleichem  $J^\pi$ -Wert gemessen, kann man mit Hilfe der PORTER-THOMAS-Verteilung die Anzahl fehlender Resonanzen bestimmter reduzierter Breite abschätzen (siehe 7.1.). Das wurde für die  $3s_{\frac{1}{2}}$ -Stärkefunktion getan. Im Anregungsenergiebereich  $\delta E_x$  von 7.128 MeV bis 8.882 MeV musste die Summe der reduzierten Breiten um 3.3 keV korrigiert werden, was den wenig veränderten Wert für  $SF^*$  in der sechsten Spalte von Tabelle II ergab.

## 5.2. Lokale Stärkefunktion ( $SF_L$ )

Die kumulative Darstellung der reduzierten Breiten als Funktion der Laborenergie zeigt für die  $\frac{1}{2}^+$ -Resonanzen (Abb. 14), dass die s-Wellen-SF (Anstieg der Kurve nach Abzug der reduzierten Breiten der isobaren Analogresonanz) nicht konstant ist. An-

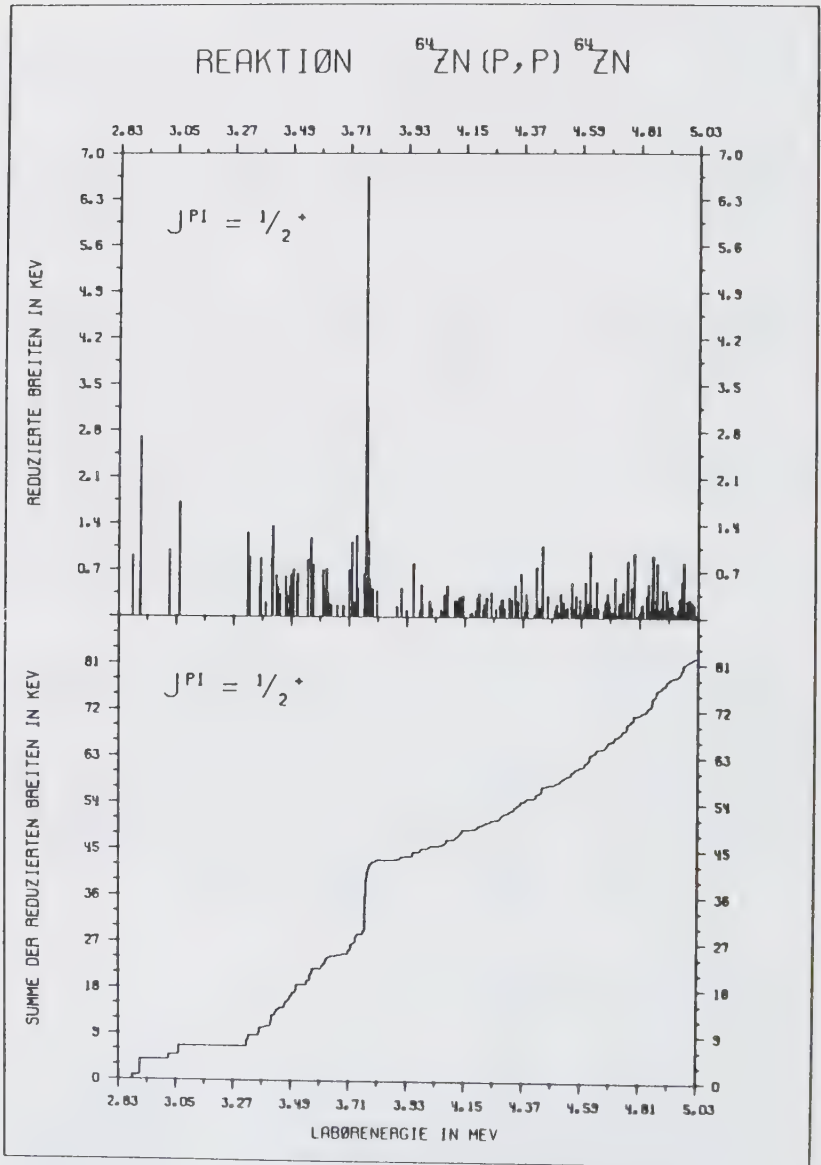


Abbildung 14: Reduzierte Breiten und kumulative Darstellung der reduzierten Breiten der  $1/2^{+}$ -Resonanzen als Funktion der Laborenergie.

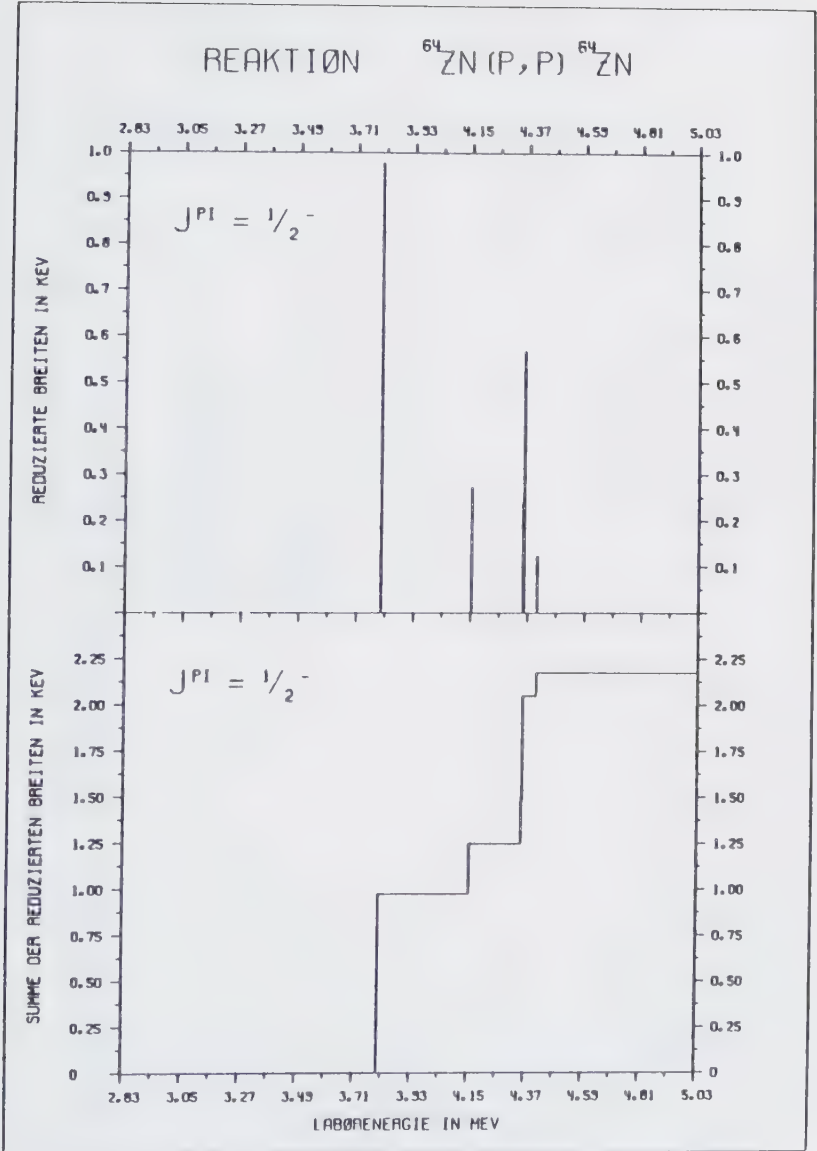


Abbildung 15: Reduzierte Breiten und kumulative Darstellung der reduzierten Breiten der  $1/2^{-}$ -Resonanzen als Funktion der Laborenergie.

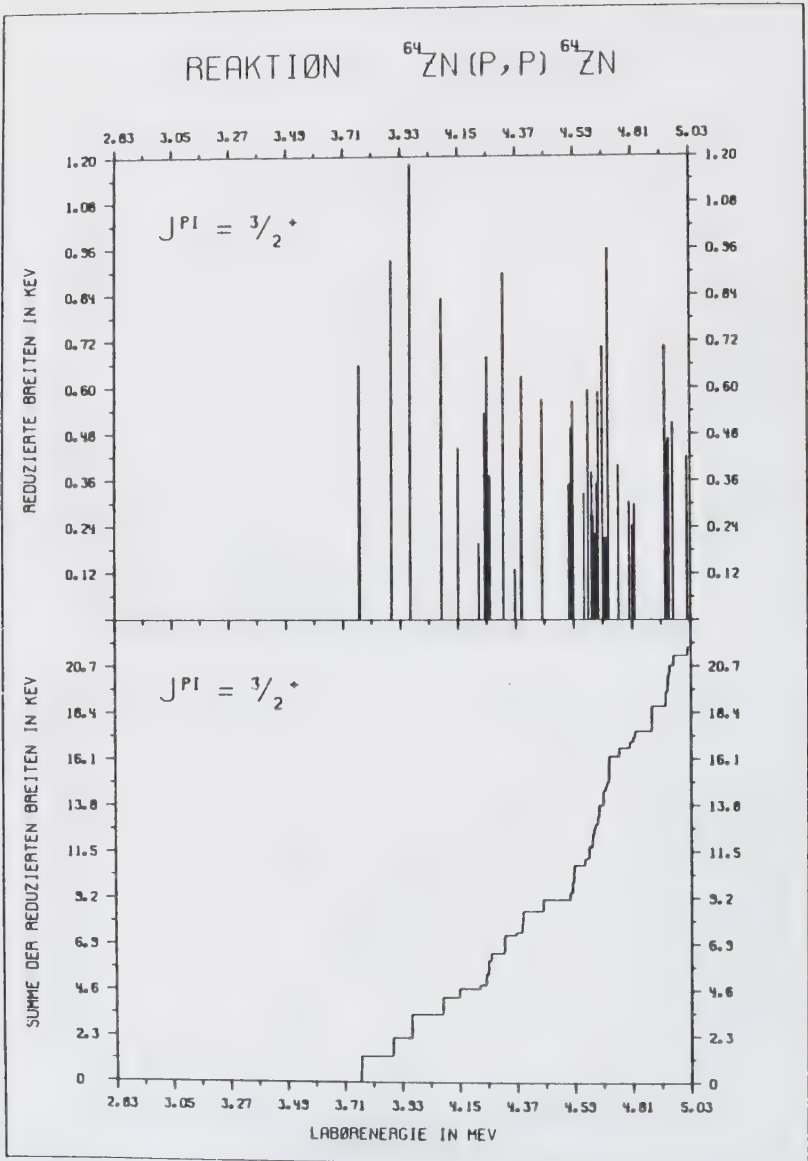


Abbildung 16: Reduzierte Breiten und kumulative Darstellung der reduzierten Breiten der  $3/2^+$ -Resonanzen als Funktion der Laborenergie.

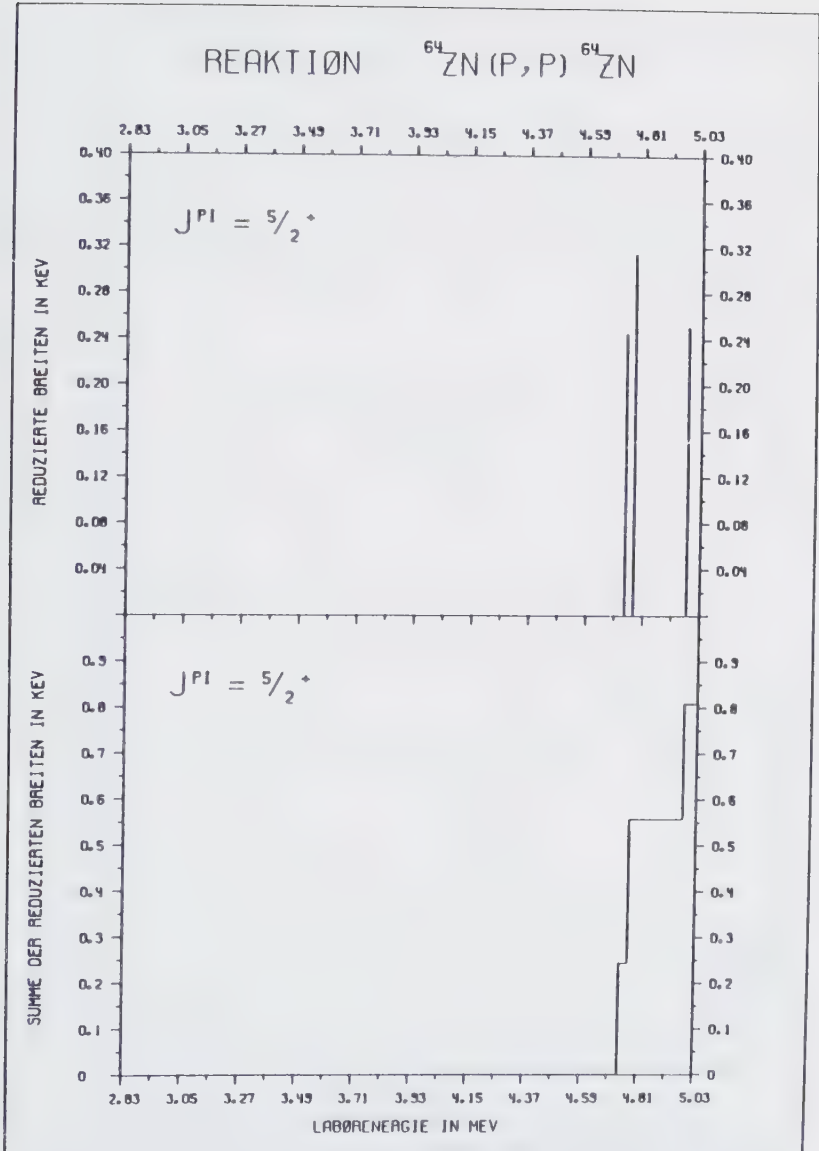


Abbildung 17: Reduzierte Breiten und kumulative Darstellung der reduzierten Breiten der  $5/2^{+}$ -Resonanzen als Funktion der Laborenergie.

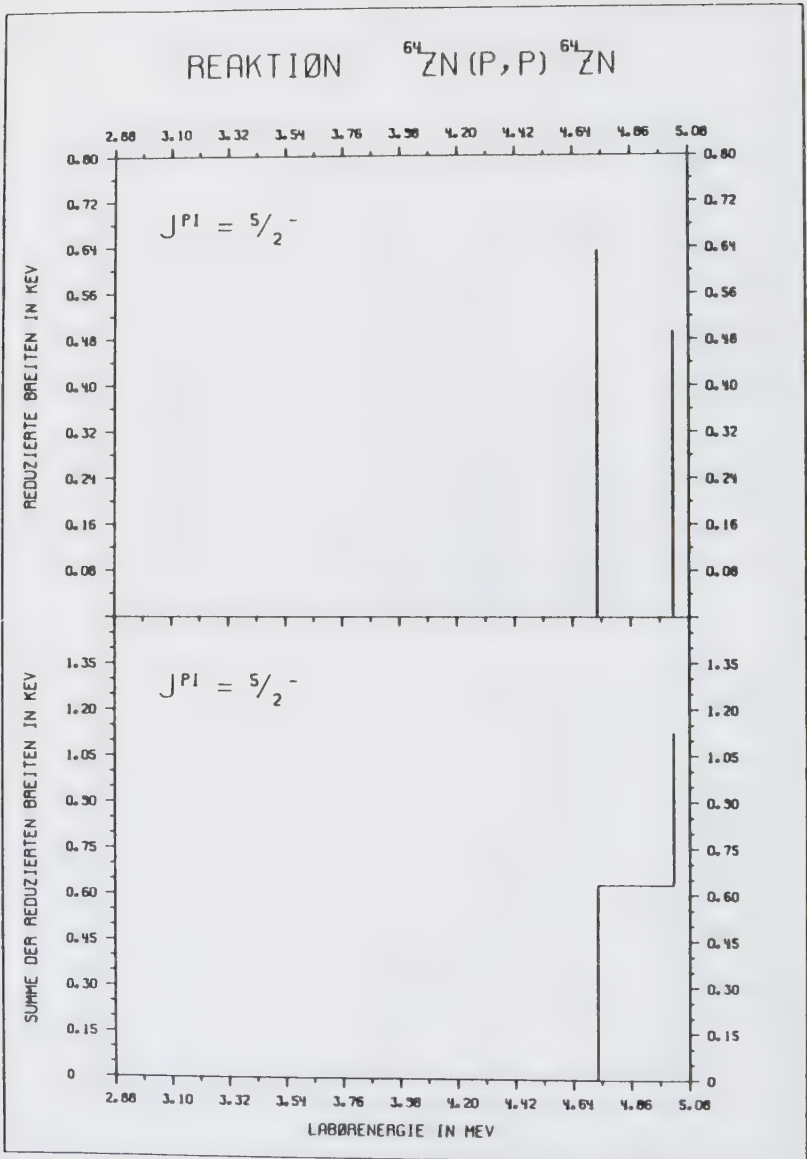


Abbildung 18: Reduzierte Breiten und kumulative Darstellung der reduzierten Breiten der  $5/2^{-}$ -Resonanzen als Funktion der Laborenergie.

statt den totalen Wert der SF über ein grosses Intervall von etwa 2 MeV anzugeben, ist es aufschlussreicher, den Verlauf der  $SF_L$  über kleinere Energieintervalle zu betrachten. In Tabelle III sind diese Werte für die s-Wellen-SF zusammengestellt. Der übermessene Laborenergiebereich wurde in Unterbereiche von jeweils 200 keV aufgeteilt. Für jeden dieser Bereiche wurde die Summe der reduzierten Breiten, der Wert von  $SF_L$  und die mittlere reduzierte Breite  $\bar{\gamma}^2$  angegeben. In Abb. 19 ist  $SF_L$  als Funktion

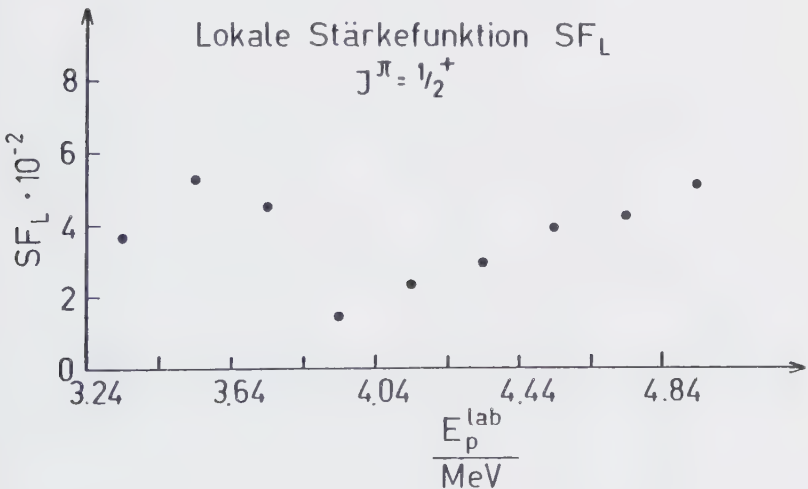


Abbildung 19: Lokale Stärkefunktion für Energieintervalle von 200 keV als Funktion der Laborenergie

der Laborenergie dargestellt. Das Fehlen schmaler Resonanzen macht sich besonders noch beim ersten Wert der  $SF_L$  bemerkbar, der sicher zu klein ist. Im übrigen schliessen sich die Werte der  $SF_L$  gut an den Wert der Duke-Gruppe<sup>21</sup> an. Der Verlauf der Kurve bis 4 MeV lässt vermuten, dass man sich beim  $^{65}\text{Ga}$ -Compoundkern gerade im Ausgang der  $3s_{1/2}$ -Schale im optischen Modell befindet. Interessant ist der erneute Anstieg der Kurve nach

Tabelle III :      LOKALE STAERKEFUNKTION ( $SF_L$ )  
 (Energiebereich 200 keV)

| $\frac{E_p^{lab}}{MeV}$ | $\frac{\sum_i Y_i^2}{keV}$ | $SF_L$ | $\frac{\overline{Y^2}}{eV}$ |
|-------------------------|----------------------------|--------|-----------------------------|
| 3.24 - 3.44             | 7.142                      | 0.0357 | 714.2                       |
| 3.44 - 3.64             | 10.345                     | 0.0517 | 544.5                       |
| 3.64 - 3.84             | 9.059                      | 0.0453 | 476.8                       |
| 3.84 - 4.04             | 2.761                      | 0.0138 | 276.1                       |
| 4.04 - 4.24             | 4.617                      | 0.0231 | 209.9                       |
| 4.24 - 4.44             | 5.733                      | 0.0285 | 249.3                       |
| 4.44 - 4.64             | 7.705                      | 0.0385 | 220.1                       |
| 4.64 - 4.84             | 8.320                      | 0.0416 | 231.1                       |
| 4.84 - 5.02             | 10.182                     | 0.0509 | 221.3                       |

4 MeV bei etwa gleichbleibender mittlerer reduzierter Breite. Dies konnte nicht erklärt werden.

## 6. SPEKTROSKOPIE DES PARENTKERNS $^{65}\text{Zn}$

### 6.1. Isospinformalismus und isobare Analogresonanzen (IAR)

Bei der Beschreibung von isobaren Analogresonanzen spielt der Isospinformalismus eine wichtige Rolle (eine kurze Darstellung findet man auch bei COKER und MOORE<sup>22</sup> sowie NAUMOV und KRAFT<sup>23</sup>). Da die starke Wechselwirkung annähernd ladungsunabhängig ist, lassen sich Neutron und Proton durch eine Zustandsfunktion (die des Nukleons) darstellen, welche im positiv geladenen und ungeladenen Zustand existiert. In direkter Analogie zum gewöhnlichen (PAULISCHEN) Spinformalismus wird nun der Isospin eingeführt und zwar so, dass der Projektionsoperator  $t_3$  in eine Richtung des Isospinraumes die Eigenwerte  $+\frac{1}{2}$  und  $-\frac{1}{2}$  annehmen kann.

Falls Neutron bzw. Proton durch folgende Vektoren gekennzeichnet sind:

$$\chi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad ,$$

so ist  $t_3$  von der Form

$$t_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

und es gilt:

$$t_3 \chi_{\pm} = \pm \frac{1}{2} \chi_{\pm}$$

Die anderen Komponenten der Isospins sind dann in Analogie zum gewöhnlichen Spinformalismus:

$$t_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad t_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

Der Kommutator bei zyklischer Vertauschung ist dann:

$$[t_i, t_j] = it_k$$

Weiter definiert man einen Operator, der ein Proton vernichtet und dafür ein Neutron erzeugt bzw. umgekehrt:

$$t^\pm = t_1 \pm it_2.$$

Den totalen Isospin  $T$  und dessen totale Komponente  $T_3$  erhält man durch Summation:

$$T = \sum_{i=1}^A t_i \quad T_3 = \sum_{i=1}^A t_{3i} = \frac{N-Z}{2}$$

Den isobaren Analogzustand (IAZ) in einem Kern mit  $N-1$  Neutronen und  $Z+1$  Protonen erhält man unter Benutzung des Protonenvernichtungsoperators:

$$X_{N-1, Z+1} = t^- \cdot X_{N, Z}$$

Für Kernkräfte ist nun der Isospin eine näherungsweise gute Quantenzahl, d.h. isobare Kerne unterscheiden sich bezüglich der starken Wechselwirkung nur durch ihren Neutronenüberschuss ( $z$ -Komponente des Isospins).

Nach obiger Definition des IAZ sind zwei Nukleonensysteme von besonderem Interesse, nämlich Proton + Target und Neutron + Target, die mit  $|pC\rangle$  und  $|nC\rangle$  bezeichnet werden sollen. Nimmt man an, dass das Targetsystem den Isospin  $T_0 = T_3$  hat, kann man die

Zustände  $|n_C\rangle$  und  $|p_C\rangle$  wie folgt entwickeln (ROBSON<sup>24</sup>):

$$|n_C\rangle = |T_0, T_0; \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle = |T_0 \frac{1}{2} T_0 + \frac{1}{2}; T_0 + \frac{1}{2}\rangle$$

$$|p_C\rangle = |T_0, T_0; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle = (2T_0 + 1)^{-\frac{1}{2}} \left[ |T_0 \frac{1}{2} T_0 + \frac{1}{2}; T_0 - \frac{1}{2}\rangle + (2T_0)^{\frac{1}{2}} |T_0 \frac{1}{2} T_0 - \frac{1}{2}; T_0 - \frac{1}{2}\rangle \right], \quad (*)$$

wobei  $|T_0, T_3; t_1, t_3\rangle$  und  $|T_0 \frac{1}{2} T_3; T_3\rangle$  die ungekoppelten bzw. vektorgekoppelten Zustände bezeichnen. Die Wellenfunktion des IAZ zum  $|n_C\rangle$ -Einteilchenzustand ist also eine Linearkombination von PAULI-Prinzip erlaubten Konfigurationen. Die Koeffizienten dieser Entwicklung sind durch die Isospinalgebra gegeben, die mit dem Formalismus der Kopplung von Drehimpulsen identisch ist.

Das  $|p_C\rangle$ -System hat keinen einheitlichen Isospin, denn nach obiger Entwicklung sind Kopplungen  $T = T_0 \pm \frac{1}{2}$  möglich. Dabei sind die Zustände mit  $T_> = T_0 + \frac{1}{2}$  die IAZ (bzw. IAR) zum System  $|n_C\rangle$  (Parentkern).  $T_< = T_0 - \frac{1}{2}$  hat denselben Isospin wie der Grundzustand des Kerns vom System  $|p_C\rangle$  (Tochterkern). Obwohl nun Parent- und Tochterkern gleich viele Nukleonen besitzen und man exakte Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte voraussetzt, sind die Grundzustände der beiden Kerne nicht gleich. Der Grundzustand des Tochterkerns liegt tiefer (Symmetrieterm in Massenformel). Die Zustände des Parentkerns (hier  $^{65}\text{Zn}$ ) kommen aber auch im Tochterkern ( $^{65}\text{Ga}$ ) vor und zwar bei exakt derselben Energie (immer noch unter der Annahme allein starker Wechselwirkung). Sie treten im Kontinuum des Tochterkerns auf, bleiben aber gebundene Zustände, weil ihr Isospin  $T_>$  sich von dem des Kontinuums unterscheidet. Die Isospinerhaltung verbietet den Zerfall von  $T_>$ -Zuständen in  $T_<$ -Kontinuumszustände, obwohl i.a. die  $T_>$ -Zustände oberhalb der Neutronenschwelle lägen.

Lässt man nun isospinverletzende Wechselwirkungen (eine Zusammenstellung findet sich bei AUERBACH et. al.<sup>25</sup>) zu, von denen die Coulombwechselwirkung die wichtigste ist, so wird das gesamte Niveauschema des Tochterkerns nach oben verschoben und gleichzeitig die Schwelle für die Protonenemission unter die der Neutronenemission herabgesetzt. Die Analogzustände kommen oberhalb der Protonenbindungsenergie zu liegen. Ihr Protonenzerfall ist möglich, d.h. sie werden zu Resonanzen.

## 6.2. Auffinden der IAR

In 6.1. wurde beim Vergleich der Zustandsfunktionen für das  $IpC>$  - und  $InC>$  -System die Coulombkraft auf das Proton im  $IpC>$  -System vernachlässigt, in der Hoffnung, dass sie sich als Restwechselwirkung behandeln lasse. Die Berechnung der realistischen Wellenfunktion<sup>25,26</sup> für den Tochterkern ergibt nun eine beträchtliche Energieverschiebung  $\Delta E_c - \delta$  seiner IAZ gegenüber jenen des Parentkerns, wobei  $\Delta E_c$  die Coulombenergieverschiebung und  $\delta$  die Neutron-Proton-Massendifferenz ist.

Verschiebt man das Niveauschema des Parentkerns um  $\Delta E_c - \delta$  erhält man eine Zuordnung IAR ( $^{65}\text{Ga}$ )  $\longleftrightarrow$  IAZ ( $^{65}\text{Zn}$ ). Dazu muss  $\Delta E_c$  bekannt sein. Gewöhnlich extrahiert man jedoch diesen Wert erst aus der Lage der IAR. Die Zuordnung wird ausserdem noch durch die grosse Niveaudichte in  $^{65}\text{Ga}$  erschwert.

Man geht deshalb anders vor. Für jeden  $J^\pi$ -Wert werden die reduzierten Breiten ( $\gamma^2$ ) bzw. deren Summe als Funktion der Laborenergie der einfallenden Protonen (Abb. 14 bis 18) dargestellt. Eine Stufe im kumulativen Plot der reduzierten Breiten weist auf eine IAR hin. Das liegt daran, dass die IAR die mit  $1/(2T_0 + 1)$  multiplizierten grossen reduzierten Breiten tiefliegender Zu-

stände (siehe 6.3.) besitzen, im Gegensatz zu denen der  $T_{\alpha}$ -Resonanzen des  $^{65}\text{Ga}$ -Kontinuums.

Aus dem Vergleich mit den  $^{64}\text{Zn}(d,p)^{64}\text{Zn}$ -Messungen von v. EHRENSTEIN und SCHIFFER<sup>7</sup> wurde folgende Zuordnung getroffen:

$J = \frac{1}{2}^{+}$  : In Abb. 14 liegt eine gut sichtbare Stufe vor, die durch die reduzierten Breiten der Resonanzen mit  $E_p^{\text{lab}} = 3.7746 \text{ MeV}$  und  $E_p^{\text{lab}} = 3.7782 \text{ MeV}$  bewirkt wird. Demgegenüber ist aber nur ein  $\frac{1}{2}^{+}$ -Niveau des  $^{65}\text{Zn}$ -Kerns im entsprechenden Energiebereich bekannt<sup>27</sup>. Vermutlich liegt eine Aufspaltung der IAR vor. Deshalb wurde für alle folgenden Auswertungen das gewogene Mittel aus beiden Resonanzenergien benutzt. Dem Zustand von 1.911 MeV im  $^{65}\text{Zn}$  wurde also eine IAR bei  $E_p^{\text{lab}} = 3.7758 \text{ MeV}$  zugeordnet. GAARDE et. al.<sup>9</sup> hatten diese bereits gemessen, konnten sie aber offenbar nicht in Einzelresonanzen auflösen. Verständlicherweise ist somit auch die angegebene totale Breite von 16 keV und die elastische Breite von 6 keV zu gross. Es wurde versucht, dieses Ergebnis zu verstehen, wobei dies schwierig ist, da auch keine genaue Energieauflösung in jener Publikation angegeben ist.

Die hier gemessene Resonanzstruktur wird bei einer Schmierung von 5 keV zu einer Einzelresonanz mit einer totalen Breite  $\Gamma_{\text{tot}} = 11 \text{ keV}$ . Entfaltet man diese Resonanz mit einer 5 keV-Gaussfunktion, ergibt sich eine Breite  $\Gamma_{\text{tot}} = 10 \text{ keV}$ . Will man den verkleinerten Resonanzeffekt bei 5 keV Schmierung durch inelastische Anteile erklären, muss man eine inelastische Breite von  $\Gamma_{\text{in}} = 4.5 \text{ keV}$  annehmen. Das ist weniger als GAARDE et. al. angeben. Ein Ver-

gleich ist jedoch schwierig, da die Auflösung in jenem Experiment nicht bekannt ist.

Für alle übrigen s-Resonanzen konnten keine Analogzustände gefunden werden, was mit dem Fehlen weiterer deutlicher Stufen in Abb. 14 übereinstimmt.

$J = \frac{1}{2}^-$  : Der Resonanz bei 3.8053 MeV wurde der Parentzustand bei 1.941 MeV zugeordnet (Abb. 15). Eine weitere vage Zuordnungsmöglichkeit wäre jene zwischen 4.3534 MeV bzw. 4.3564 MeV ( $^{65}\text{Zn}$ ). Wieder wäre das eine aufgespaltete IAR. Allerdings erscheint die Zuordnung unsicher. In der Literatur<sup>28</sup> ist ein weiterer Zustand, der darüber hinaus in Frage käme, bei 2.49 MeV bekannt, jedoch ohne genaue Bestimmung des l-Wertes. Für die weitere Auswertung wurde diese IAR nicht berücksichtigt.

$J = \frac{3}{2}^+$  : Auffallend in Abb. 16 ist die grosse, stark aufgespaltete Stufe bei etwa 4.7 MeV. Im Parentkern gibt es jedoch keinen isobaren Zustand dafür.

Dem Zustand bei 3.104 MeV wurde die Resonanz bei 4.9654 MeV zugeordnet.

$J = \frac{5}{2}^+$  : Es konnten keine isobaren Analogzustände gefunden werden (Abb. 17).

$J = \frac{5}{2}^-$  : Die beiden einzigen  $\frac{5}{2}^-$ -Resonanzen bei 4.7337 MeV und 5.0214 MeV (Abb. 18) konnten unschwer als isobare Analogresonanzen identifiziert werden. Sie wurden den Zuständen bei 2.880 MeV bzw. 3.170 MeV zugeordnet.

### 6.3. Spektroskopischer Faktor des Parentzustandes (S)

Die Verarbeitung der Daten mittels R-Matrix-Theorie (Programm MULTI) liefert u.a. die Partialbreiten  $\Gamma_p$ , die bei vernachlässigbaren inelastischen Prozessen den totalen Breiten  $\Gamma_{\text{tot}}$  gleichgesetzt werden können. Diese natürlichen Breiten stehen nach  $\Gamma_p \approx \hbar/\tau$  in Beziehung zur Lebensdauer einer Resonanz. Aussagen über die Kernstruktur sind über den spektroskopischen Faktor S möglich. Dazu benötigt man die reduzierten Breiten, die aus der Partialbreite und der Penetrabilität berechnet werden können. Da in den vorliegenden Messungen keine inelastischen Breiten über 50 eV gefunden wurden, kann man für die Resonanzen mit grösseren elastischen Breiten diese näherungsweise den totalen Breiten gleichsetzen:

$$\Gamma_p \approx \Gamma_{\text{tot}} = 2 \cdot P \cdot \gamma_p^2,$$

Weiter ist die reduzierte Breite des Parent-Neutronenzustandes gegeben durch<sup>24</sup>:

$$\gamma_n^2 = S / \gamma_{\text{spn}}^2$$

Dabei ist  $\gamma_{\text{spn}}^2$  die reduzierte Breite des Neutroneneinteilchenzustandes und S der spektroskopische Faktor. Für die reduzierte Breite des Analogzustandes (bzw. der IAR) erwartet man aufgrund von 6.1. (\*):

$$\gamma_p^2 \approx \frac{S}{2T_0+1} \cdot \gamma_{\text{spn}}^2, \quad T_0 \text{ Isospin des Targetkerns}$$

Damit bietet sich ein Vergleich von (d,p)- und (p,p)-Messungen an. Auf die Beziehung zwischen S und dem allgemein definierten  $S' = \frac{\sigma(\text{exp})}{\sigma(\text{DWBA})}$  soll hier nicht näher eingegangen werden. Es sei auf einen Uebersichtsartikel<sup>29</sup> verwiesen.

Um  $S$  berechnen zu können, muss die reduzierte Neutroneneinteilchenbreite  $\gamma_{\text{spn}}^2$  bestimmt werden. Dies erfolgte mit dem Programm ANSPEC<sup>30</sup> über ein optisches Potential. Dabei wird die Tiefe des Neutronenpotentials für eine feste Bindungsenergie des Neutrons und vorgegebenen  $J^\pi$ -Werts solange variiert bis die logarithmische Ableitung der Neutroneneinteilchenwellenfunktion verschwindet.

Die Parameter für das optische Potential wurden der Literatur<sup>31</sup> entnommen. Den auf diese Weise erhaltenen Wert für  $S$  kann man nun mit jenem  $S'$  aus den  $(d,p)$ -Messungen vergleichen<sup>22</sup>. Wegen der Aufspaltung der IAR wurden die spektroskopischen Faktoren der  $\frac{1}{2}^+$ -Resonanzen bei 3.7746 MeV und 3.7782 MeV addiert.

In Tabelle IV sind die hier erhaltenen Werte mit denen anderer Arbeiten verglichen. Neben der Resonanzenergie der IAR im Laborsystem wurden die totale Energie von Targetkern + Proton im Schwerpunktssystem  $E_k^{\text{cm}}$ , die Anregungsenergie  $E_x$  im Parentkern für den analogen Zustand, der hier ermittelte spektroskopische Faktor  $S$  sowie die entsprechenden Werte aus der Literatur angeführt. Zwischen den  $(d,p)$ -Messungen<sup>7,8</sup> treten hinsichtlich des spektroskopischen Faktors der  $\frac{1}{2}^+$ -Resonanz grosse Abweichungen auf. Der hier ermittelte Wert  $S$  liegt ca. 20 % unter jenem  $S'$ , das v. EHRENSTEIN und SCHIFFER<sup>7</sup> erhalten. Dieser Unterschied lässt sich leicht ausgleichen, falls man auch die spektroskopischen Faktoren der anderen, kleineren Resonanzen in der Nähe der IAR berücksichtigt. Die grosse Abweichung zu dem aus der  $(p,p)$ -Messung von GAARDE et. al.<sup>9</sup> erhaltenen Wert kann dadurch aber nicht begründet werden. Vermutlich liegt sie darin, dass in jener Arbeit für die  $\frac{1}{2}^+$ -Resonanz eine Breite von 6 keV angegeben wird, also etwa 50 % grösser als die hier ermittelte Summe der Protonenbreiten.

Ein weiterer Vergleich ist für die  $\frac{3}{2}^+$ -Resonanz bei 4.9654 MeV

Tabelle IV : SPEKTROSKOPISCHE FAKTOREN

| $E_p^{lab}$<br>MeV | $E_k^{cm}$<br>MeV | $E_x(^{65}Zn)$<br>MeV | I, J     | S     | S       | S'      | S'      |
|--------------------|-------------------|-----------------------|----------|-------|---------|---------|---------|
|                    |                   |                       |          |       | (Ref.9) | (Ref.7) | (Ref.8) |
| 3.7746             |                   |                       |          |       |         |         |         |
|                    | 3.7177            | 1.911                 | 0, 1/2   | 0.041 | 0.09    | 0.05    | 0.11    |
| 3.7782             |                   |                       |          |       |         |         |         |
|                    | 3.7468            | 1.941                 | 1, (1/2) | 0.007 |         |         |         |
|                    | 4.6609            | 2.880                 | 3, (5/2) | 0.008 |         |         |         |
| 4.9654             | 4.8890            | 3.104                 | 2, (3/2) | 0.003 |         | 0.02    |         |
| 5.0214             | 4.9441            | 3.170                 | 3, (5/2) | 0.006 |         |         |         |

möglich. Der Wert von  $S$  bei v. EHRENSTEIN und SCHIFFER<sup>7</sup> ist weitaus grösser als  $S$ . Allerdings sieht man auch hier leicht aus dem kumulativen Plot der reduzierten Breiten (Abb. 16), dass man es offensichtlich wieder mit einer aufgespalteten IAR zu tun hat.

#### 6.4. Coulombenergieverschiebung ( $\Delta E_c$ )

Die Grösse der Coulombenergieverschiebung  $\Delta E_c$ , die durch eine Reihe komplizierter Wechselwirkungen verursacht wird, gibt Aufschluss über die Verteilung der Ueberschussneutronen im Kern<sup>25</sup>. In Abb. 20 sind die Verhältnisse dargestellt. Für die Energiedifferenz  $\Delta E$  zwischen der IAR ( $^{65}\text{Ga}$ ) und dem IAZ ( $^{65}\text{Zn}$ ) gilt:

$$\Delta E = \Delta E_c - \delta ,$$

wobei  $\delta$  die Neutronen-Protonen-Massendifferenz bezeichnet.

Man könnte also  $\Delta E_c$  auch als den Q-Wert der "quasi-elastischen" (p,n)-Reaktion für die jeweiligen Resonanzen bzw. Zustände bezeichnen. Nach Abb. 20 gelten weiter folgende Beziehungen:

$$\Delta E_c - \delta + E_x = B_n - \delta + E_k^{cm} \quad \text{oder}$$

$$\Delta E_c = B_n + E_k^{cm} - E_x, \quad \text{wobei gilt:}$$

$B_n$  Bindungsenergie des Neutrons im Parentkern

$E_k^{cm}$  totale kinetische Energie vom Target + p  
im Schwerpunktsystem

$E_x$  Anregungsenergie des IAZ im Parentkern .

In Tabelle V sind für die fünf beobachteten IAR die Werte der Coulombenergieverschiebungen angegeben. Für die Neutronen-

# Isobare Analogresonanzen Coulombenergiewerschiebung

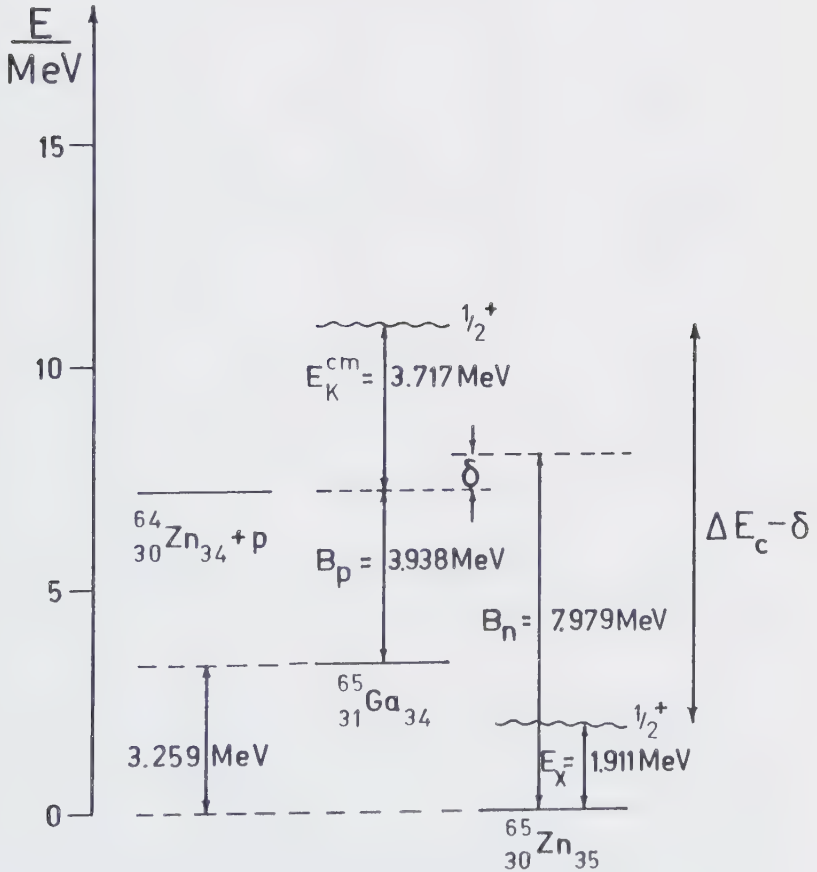


Abbildung 20: Energieverhältnisse und Zuordnung  
der  $1/2^+$ -IAR bei  $E_p^{\text{lab}} = 3.7758 \text{ MeV}$

Tabelle V : COULOMBENERGIEVERSCHIEBUNG ( $\Delta E_c$ )

| $E_p^{\text{lab}}$ | $E_k^{\text{cm}}$ | $E_x(^{65}\text{Zn})$ | l, J     | $\Delta E_c$ |
|--------------------|-------------------|-----------------------|----------|--------------|
| MeV                | MeV               | MeV                   |          | MeV          |
| 3.7758             | 3.7177            | 1.911                 | 0, 1/2   | 9.786        |
| 3.8053             | 3.7468            | 1.941                 | 1, (1/2) | 9.785        |
| 4.7337             | 4.6609            | 2.880                 | 3, (5/2) | 9.764        |
| 4.9654             | 4.8890            | 3.104                 | 2, (3/2) | 9.760        |
| 5.0214             | 4.9441            | 3.170                 | 3, (5/2) | 9.753        |

bindungsenergie wurde der Wert  $B_n = 7.9792$  MeV, für die übrigen  $E_x$  im  $^{65}\text{Zn}$ -Kern die aus gleicher Quelle<sup>27</sup> stammenden Werte eingesetzt. Der Fehler setzt sich im wesentlichen aus jenen der Resonanzenergien  $E_p^{\text{lab}}$  ( $< \pm 5$  keV) und denen der Anregungsenergien  $E_x$  ( $\approx \pm 20$  keV) zusammen und wurde auf ca. 30 keV geschätzt. Interessant ist wieder der Vergleich mit den Messungen der Duke-Gruppe im Laborenergiebereich von 2.50 MeV - 3.24 MeV<sup>21</sup>. In Tabelle VI sind diese Werte zusammengestellt. Beachtenswert ist die Abnahme des Wertes von  $\Delta E_c$  mit steigender Energie der Analogpaare.

Tabelle VI : COULOMBENERGIEVERSCHIEBUNG ( $\Delta E_c$ )  
(Duke-Gruppe<sup>21</sup>)

| $E_p^{\text{lab}}$ | $E_k^{\text{cm}}$ | $E_x(^{65}\text{Zn})$ | $J^\pi$          | $\Delta E_c$ |
|--------------------|-------------------|-----------------------|------------------|--------------|
| MeV                | MeV               | MeV                   |                  | MeV          |
| 2.77               | 2.73              | 0.867                 | 1/2 <sup>-</sup> | 9.84         |
| 2.82               | 2.78              | 0.910                 | 3/2 <sup>-</sup> | 9.85         |
| 3.22               | 3.17              | 1.370                 | 5/2 <sup>+</sup> | 9.78         |

In der Literatur<sup>32,33</sup> existieren einige phänomenologische Gleichungen für  $\Delta E_c$ , die die experimentellen Daten etwa gleich gut beschreiben.

Sie sind von der Form:

$$\Delta E_c = b_1 \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} + b_2, \quad \text{wobei}$$

$\bar{Z}$  mittlere Ladungszahl von Parent- und Tochterkern

A Massenzahl des Kerns bedeuten.

Zum Vergleich wurden  $b_1 = 1430$  keV und  $b_2 = -992$  keV (JAE-NECKE<sup>32</sup>) willkürlich ausgewählt. Damit erhält man  $\Delta E_c = 9.856$  MeV, einen Wert, der etwas höher liegt als die aus den

Messungen ermittelten Werte.

## 7. STATISTIK DER RESONANZPARAMETER

Bedingt durch die endliche Auflösung im Experiment und durch die unterschiedlichen Penetrabilitäten verliert man eine ganze Zahl Resonanzen. Das erschwert den Vergleich mit statistischen Theorien. Man kann aber versuchen, die Zahl verloreener Resonanzen abzuschätzen, um damit nachträglich die Messungen zu korrigieren. Das geht allerdings nicht in jedem Falle, da es nicht allein auf die Zahl verloreener Resonanzen, sondern auch auf deren genaue Resonanzparameter ankommt.

Im Laborenergiebereich von 2.50 MeV bis 3.24 MeV liegen vorläufige Ergebnisse der  $^{64}\text{Zn}(p,p)^{64}\text{Zn}$ -Messungen der Duke-Gruppe vor<sup>21,34</sup>. Der daran anschliessende Energiebereich bis 5.02 MeV wurde hier gemessen. Weiter existieren  $^{64}\text{Zn}(n,n)^{64}\text{Zn}$ -Messungen, die den zusätzlichen Vergleich statistischer Aussagen mit dem Parentkern ermöglichten.

### 7.1. Verteilung der reduzierten Breiten

Die Theorie stochastischer Matrizen<sup>35,36</sup> liefert für die Amplituden in den Eigenvektoren eine Verteilung, die mit der erstmals von PORTER und THOMAS<sup>37</sup> angegebenen Verteilung der reduzierten Breiten identisch ist:

$$P(\gamma^2) d\gamma^2 = (2\pi \gamma^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\gamma^2}\right) d\gamma^2$$

Die experimentell gefundene Verteilung wird nun mit der Theorie verglichen, um die Zahl der verlorenen Resonanzen abzuschätzen. Üblicherweise wählt man die Darstellung von  $P(\gamma)$  gegenüber jener von  $P(\gamma^2)$ . Man erhält also:

$$P(\gamma)d\gamma = (\overline{\gamma^2})^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\overline{\gamma^2}}\right) d\gamma ,$$

somit im wesentlichen eine Gaussverteilung.

In Abb. 21 ist die experimentelle Häufigkeitsverteilung für

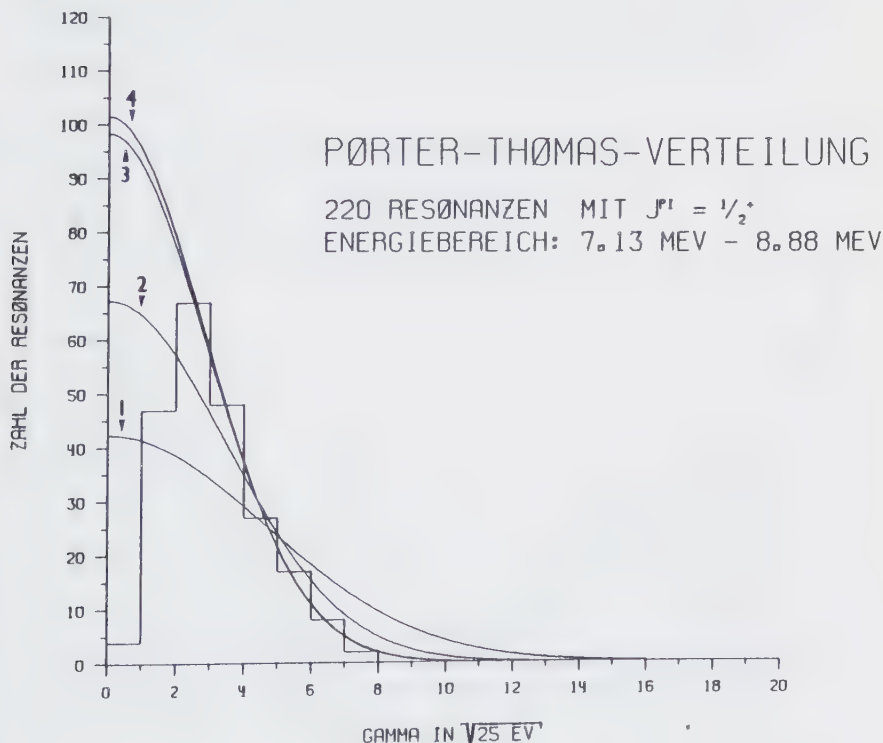


Abbildung 21: PORTER-THOMAS-Verteilung der s-Resonanzen im  $^{65}\text{Ga}$  für Anregungsenergien von 7.13 MeV bis 8.88 MeV

die reduzierten Breiten der 220 s-Resonanzen als Histogramm angegeben. Ein Kanal entspricht in der Darstellung dem Wert von  $\sqrt{25 \text{ eV}}$ . Die ausgezogenen Kurven bedeuten Fits mit der theoretischen Funktion  $P(\gamma)$ . Mit 1 wurde jener Fit bezeichnet, bei dem über alle Kanäle, mit 2 jener mit Ausnahme des ersten Kanals usw. gefittet wurde. Fit 3 und 4 unterscheiden sich nur noch wenig. Nehmen wir an, dass Resonanzen nur in den ersten beiden Kanälen fehlen, so lässt sich aus der grafischen Darstellung diese Zahl auf rund 150 abschätzen. Es lag nun die Vermutung nahe, dass im unteren Energiebereich mehr Resonanzen mit grösseren reduzierten Breiten fehlen als im oberen. Das wurde deshalb vermutet, weil nach  $\gamma^2 \sim \Gamma_{\text{tot}}/P$  für gleiche totale Breiten die Penetrabilitäten mit der Einschussenergie wachsen und es

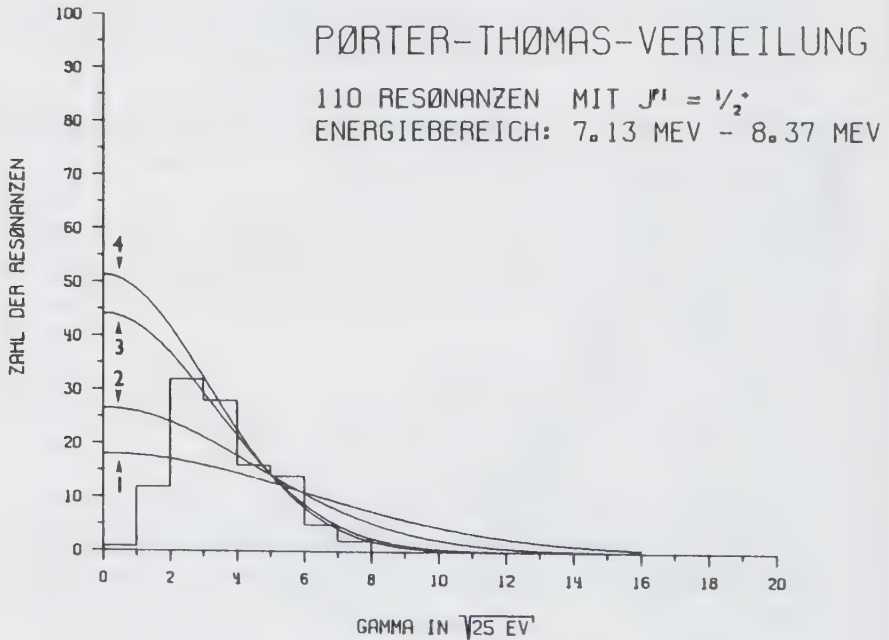


Abbildung 22: PORTER-THOMAS-Verteilung der s-Resonanzen im  $^{65}\text{Ga}$  für Anregungsenergien von 7.13 MeV bis 8.37 MeV

so für gleiche  $\Gamma_{\text{tot}}$  zu verschiedenen  $\gamma^2$  kommt. Um das nachzuprüfen wurde der gesamte Energiebereich willkürlich so aufgeteilt, dass die Zahl der s-Resonanzen gerade halbiert wurde. Das führte zu den beiden Energiebereichen von 7.2115 MeV bis 8.3712 MeV und 8.3753 MeV bis 8.8816 MeV. In Abb. 22 und 23 sind wieder die experimentell erhaltenen Histogramme mit den jeweiligen Fits (wie zu Abb. 21 beschrieben) dargestellt. Tatsächlich fehlen besonders im zweiten Kanal des unteren Energiebereichs (Abb. 22) wesentlich mehr Resonanzen. Auch sieht man deutlich, dass die Werte für  $\gamma^2$  der beiden Energiebereiche unterschiedlich sind ( $\gamma_u^2 = 220 \text{ eV} \longleftrightarrow \gamma_o^2 = 130 \text{ eV}$ ). Das weist darauf hin, dass man die PORTER-THOMAS-Verteilung nicht bedenkenlos für Protonenmessungen über grosse Energieintervalle

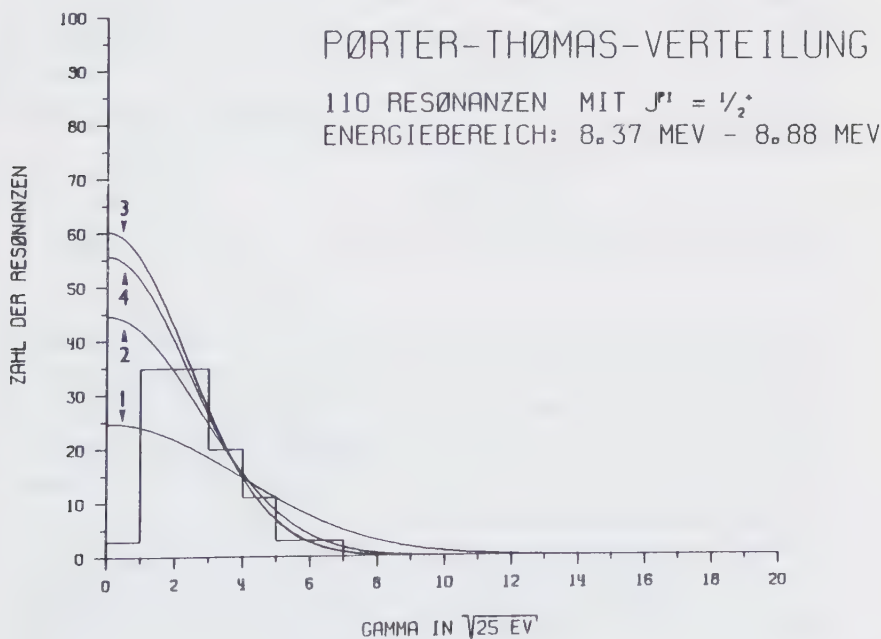


Abbildung 23: PORTER-THOMAS-Verteilung der s-Resonanzen im  $^{65}\text{Ga}$  für Anregungsenergien von 8.37 MeV bis 8.88 MeV

anwenden kann, sondern dass sie dann eben nur eine grobe Abschätzung für die Zahl fehlender Resonanzen liefert.

Wieder soll mit den  $^{64}\text{Zn}(p,p)^{64}\text{Zn}$ -Messungen der Duke-Gruppe<sup>21,34</sup> verglichen werden. Auch dort wurde die Zahl fehlender s-Resonanzen im Vergleich mit der PORTER-THOMAS-Verteilung abgeschätzt. Dabei ergab sich ein Verlust von 50 %, was mit dem hier erhaltenen Wert (40 %) vergleichbar ist. Bei etwa gleicher experimenteller Auflösung wäre der etwas geringere Verlust auf die grösseren Penetrabilitäten im oberen Energiebereich zurückzuführen.

Die Abschätzung der Zahl fehlender Resonanzen ermöglicht als erstes eine Korrektur der SF. Diese Korrektur (3.3 keV) ist jedoch klein, da lediglich Resonanzen kleiner reduzierter Breiten verloren gingen. In Tabelle II wurde mit  $SF^*$  der so korrigierte Wert der SF eingetragen. Für die  $SF_L$  wurde ganz auf eine Korrektur verzichtet.

## 7.2. Niveaudichtevertellung

Die Zahl der Zustände pro Energieintervall bezeichnet man als Niveaudichte. Das Experiment zeigt, dass diese stark mit der Anregungsenergie  $E_x$  des Compoundkerns  $^{65}\text{Ga}$  wächst. In der Literatur existieren viele Versuche, diese Abhängigkeit zu beschreiben. In einigen Arbeiten<sup>38,39,40</sup> sind diese Theorien zusammengestellt und besprochen. GILBERT et. al.<sup>41</sup> haben einige davon getestet und es zeigte sich, dass für Anregungsenergien kleiner 10 MeV die Anzahl der Energieniveaux  $N$  als Funktion der Anregungsenergie  $E_x$  am besten durch

$$N(E_x) \sim e^{\frac{E_x - E_0}{T}}$$

beschrieben wird. Dabei ist  $E_x - E_0$  die effektive Anregungsenergie,  $E_0$  die Paarungsenergie und  $T$  wird als Kerntemperatur bezeichnet.

In Abb. 24 ist die Niveaudichte Verteilung der s-Resonanzen für den  $^{65}\text{Ga}$ -Compoundkern dargestellt. Dabei wurde der bisher gemessene Energiebereich in drei Teile aufgeteilt (siehe Tab.VII):

6.40 MeV - 7.13 MeV (Duke-Universität<sup>21</sup>)  
 7.13 MeV - 8.37 MeV  
 8.37 MeV - 8.88 MeV

Tabelle VII : NIVEAUDICHTEVERTEILUNG

| Bereich der Anregungsenergie $\delta E_x$ in $^{65}\text{Ga}$ | Zahl der gemessenen Resonanzen | korrigierte Zahl der Resonanzen |
|---------------------------------------------------------------|--------------------------------|---------------------------------|
| 6.40 MeV - 7.13 MeV                                           | 32                             | 48                              |
| 7.13 MeV - 8.37 MeV                                           | 110                            | 190                             |
| 8.37 MeV - 8.88 MeV                                           | 110                            | 180                             |

Im ersten Energiebereich konnten insgesamt 32 s-Resonanzen gemessen werden. Unterhalb dieses Energiebereichs sind keine weiteren Resonanzen bekannt. Oberhalb schliessen sich die hier besprochenen Messungen an, wobei der gesamte Energiebereich, wie bereits in 7.1., in zwei Bereiche mit gleicher Resonanzzahl aufgeteilt wurde. Geradenfits in halblogarithmischer Dar-

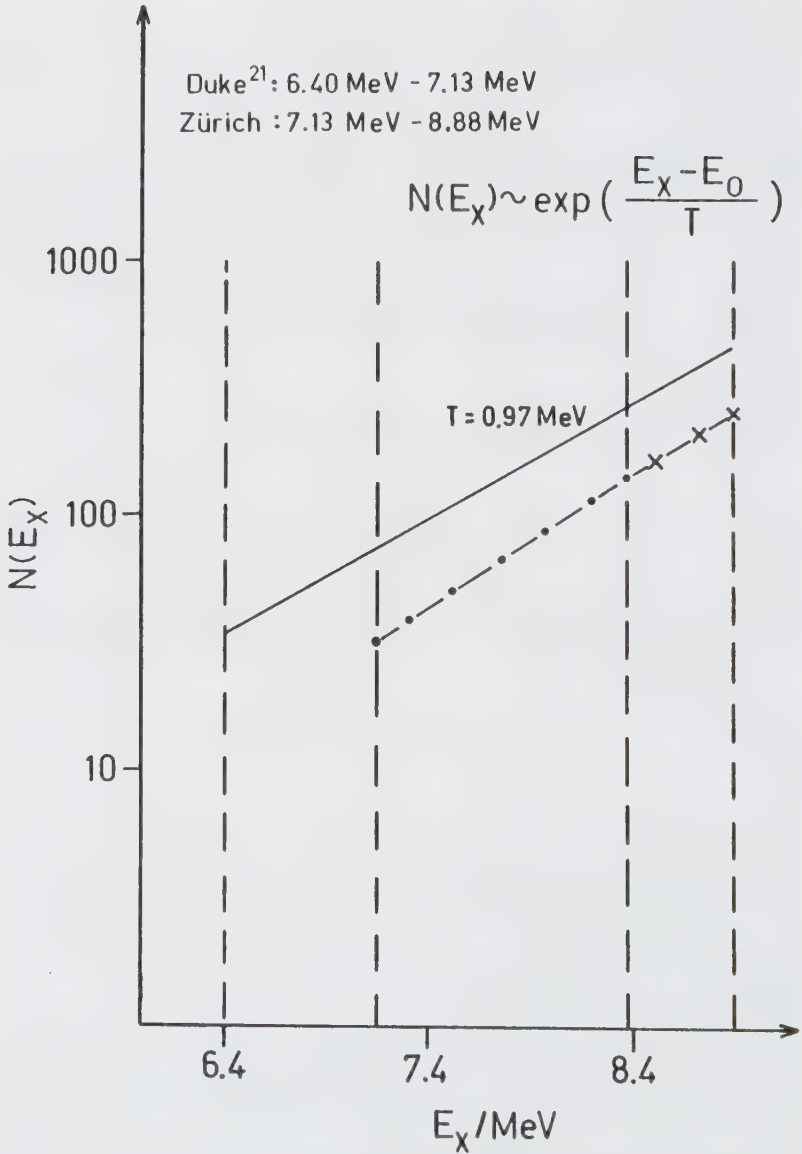


Abbildung 24: Niveaudichte Verteilung der s-Resonanzen im  $^{65}\text{Ga}$ -Compoundkern

stellung mit dem Ausgangspunkt 32 zeigen für beide Bereiche leicht unterschiedliche Steigung (Strich-Punkt- bzw. Strich-Kreuz-Linie).

Die über die PORTER-THOMAS-Verteilung korrigierten Zahlen der Resonanzen in den jeweiligen Energiebereichen sind in der dritten Spalte der Tabelle VII angegeben. Diese wurden konstant gehalten, während der unbekannte Anfangswert für die Resonanzzahl bei 6.40 MeV solange variiert wurde, bis man eine durchgehende Gerade in der halblogarithmischen Darstellung erhielt. Aus dieser liest man folgende Resonanzzahlen  $N$  als Funktion der Anregungsenergien  $E_x$  heraus:

| $E_x/\text{MeV}$ | $N$ |
|------------------|-----|
| 6.40             | 30  |
| 7.13             | 80  |
| 8.37             | 270 |
| 8.88             | 450 |

Aus dem Anstieg der Geraden kann man die Kerntemperatur von 0.97 MeV ermitteln.

GILBERT et. al.<sup>41,42</sup> haben für eine grosse Zahl von Kernen die Kerntemperaturen zusammengestellt und einen empirischen Ausdruck für die Kerntemperatur als Funktion der Massenzahl angegeben. Für  $A = 65$  erhält man danach eine Kerntemperatur  $T = 0.93$  MeV. Zum Vergleich beträgt die gemessene Kerntemperatur von  $^{65}\text{Zn}$  1.07 MeV.

### 7.3. Verteilung der Abstände benachbarter Niveaux

In den statistischen Modellen werden stochastische Matrizen zur Beschreibung von Konfigurationsmischungen benutzt (DYSON<sup>43,44</sup>,

MEHTA<sup>36,44</sup>, PORTER<sup>35</sup>). Verschiedene Symmetrien dieser Matrizen liefern dabei jeweils andere Ergebnisse für die Verteilung der Eigenwerte und Eigenvektoren. Für die orthogonale Symmetrie sind die Matrixelemente (des Hamiltonians) reell. Aus der Verteilung der Eigenwerte stochastischer Matrizen kann man die Abstandsverteilung benachbarter Niveaux ermitteln (BOHR und MOTTELSON<sup>45</sup>), die als WIGNER-Verteilung bezeichnet wird. Sie lautet:

$$P(s) = \frac{\pi s}{2D^2} \exp \left[ -\frac{\pi}{4} \frac{s^2}{D^2} \right],$$

mit D     mittlerer Niveauabstand,  
s     Abstände.

Die Verteilungsfunktion zeigt, dass kleine Abstände weniger vorkommen, was man so interpretiert, dass sich unmittelbar benachbarte Niveaux abstossen.

In Abb. 25 ist nun die experimentelle Verteilung für die unmittelbar benachbarten Abstände der s-Resonanzen, nicht auf den Mittelwert normiert, als Histogramm angegeben. Dabei entspricht 1 Kanal =  $\sqrt{25 \text{ keV}}$ . Die Kurve zeigt den Fit mit einer WIGNER-Verteilung. Dabei wurden die beiden sehr grossen Abstände zwischen den Niveaux von 2.9144 MeV und 3.0246 MeV sowie 3.0631 MeV und 3.2245 MeV nicht mit berücksichtigt, da diese mit grosser Wahrscheinlichkeit auf den Verlust von Resonanzen zurückzuführen sind. Berücksichtigt wurde nicht die als Funktion der Anregungsenergie steigende Niveaudichte, damit also auch nicht die Energieabhängigkeit der Abstände.

Es wurde versucht, dies zu korrigieren. Falls man von der theoretischen Niveaudichteverteilung in 7.2. ausgeht, ergibt sich für die Dichte  $\rho = dN/dE_x \sim N/T$ . Man muss also den jeweiligen Abstand mit der Dichte multiplizieren, um ihn energieunabhängig zu machen. In Abb. 26 sind die so erhaltenen Abstände wieder als Histogramm angegeben und die Kurve stellt

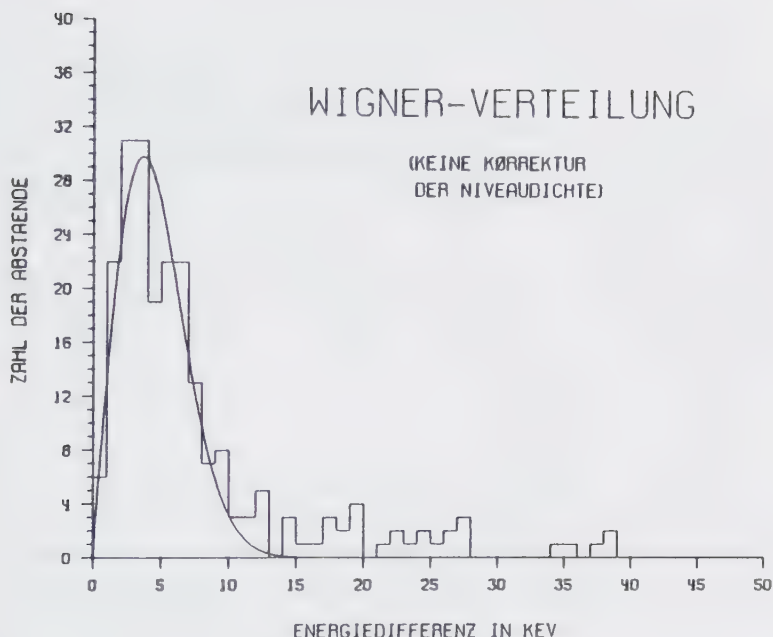


Abbildung 25: Unkorrigierte Abstandsverteilung benachbarter Niveaux der s-Resonanzen im  $^{65}\text{Ga}$ -Compoundkern wieder den Fit mit einer WIGNER-Verteilung dar.

Vergleicht man die mittleren quadratischen Abweichungen, so zeigt sich, dass die unkorrigierte Abstandsverteilung besser durch eine WIGNER-Verteilung gefittet wird. Das ist nicht verwunderlich, da ja viele kleine Abstände durch die fehlenden Resonanzen zwar vermisst werden, dies jedoch durch die steigende Niveaudichte wieder teilweise kompensiert wird. Offensichtlich ist die WIGNER-Verteilung wenig aussagekräftig, falls man einen grossen Verlust an Resonanzen hat.

Das Prüfen von Statistiken wie sie von DYSON<sup>43,44</sup> und MEHTA<sup>44</sup>

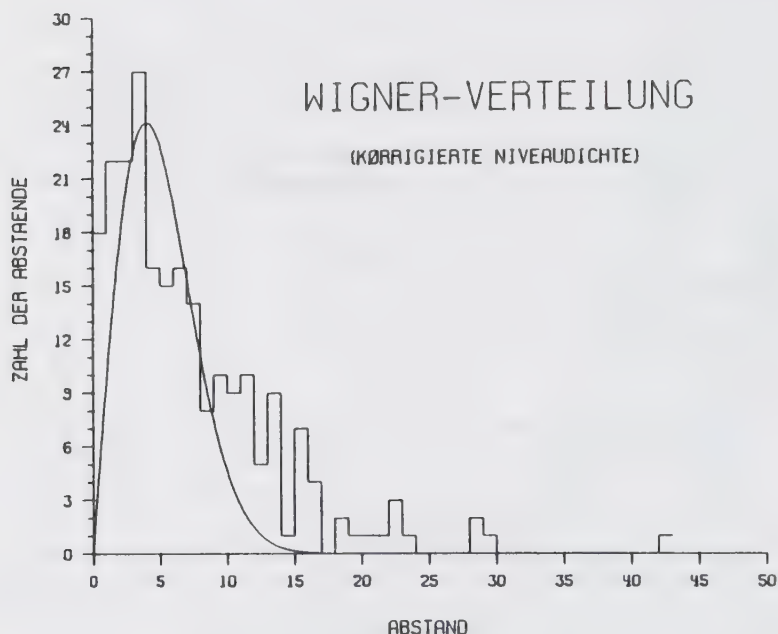


Abbildung 26: Korrigierte Abstandsverteilung benachbarter Niveaux der s-Resonanzen im  $^{65}\text{Ga}$ -Compoundkern

angegeben werden, ist nicht sinnvoll, da dort schon wenige fehlende Resonanzen starke Abweichungen hervorrufen.

#### 7.4. Vergleich der mittleren reduzierten Breiten und mittleren Niveaudichten bei den Kernen $^{65}\text{Ga}$ , $^{65}\text{Zn}$ und $^{67}\text{Ga}$ .

Niveaudichten und reduzierte Breiten liefern Aussagen über die Zahl der Freiheitsgrade eines Compoundsystems und die Einteilchenanteile seiner Resonanzen. Es ist nun interessant, isobare und isotope Kerne bezüglich dieser Größen zu vergleichen.

Für die isobaren Kerne  $^{65}\text{Ga}$  und  $^{65}\text{Zn}$  konnte dieser Vergleich für s-Resonanzen bei gleichen Bereichen der Anregungsenergie, nämlich 7.9818 MeV bis 8.3468 MeV, vorgenommen werden. Für diesen Bereich wurden kürzlich Messungen der Neutronenstreuung an  $^{64}\text{Zn}$  publiziert<sup>46,47</sup>, aus denen die mittlere reduzierte Breite  $\bar{\gamma}^2$  und die mittlere Niveaudichte  $D$  extrahiert wurden. Im folgenden sind diese Werte und jene von  $^{65}\text{Ga}$  angegeben.

|                  | $\bar{\gamma}^2/\text{eV}$ | $\bar{\gamma}^{2*}/\text{eV}$ | $D/\text{MeV}$ | $D^*/\text{MeV}$ |
|------------------|----------------------------|-------------------------------|----------------|------------------|
| $^{65}\text{Ga}$ | 256                        | 166                           | 114            | 186              |
| $^{65}\text{Zn}$ | 273                        | 273                           | 278            | 262              |

Mit dem Stern wurden dabei jene Werte bezeichnet, die bezüglich der Zahl fehlender Resonanzen korrigiert wurden. Dabei wurde angenommen, dass im betrachteten Energiebereich im  $^{65}\text{Ga}$  ca. 27 Resonanzen mit vorwiegend einer reduzierten Breite von 25 eV fehlen, während im  $^{65}\text{Zn}$  sechs Resonanzen zuviel (laut Vermutung der Autoren) als s-Resonanzen angegeben wurden. Dann sind sowohl mittlere reduzierte Breite wie Niveaudichte im  $^{65}\text{Ga}$  kleiner als in  $^{65}\text{Zn}$ .

Der Vergleich von  $^{65}\text{Ga}$  und  $^{67}\text{Ga}$  konnte nicht im gleichen Bereich der Anregungsenergie vorgenommen werden. Die in der Literatur angegebenen Messungen<sup>4,5</sup> wurden im Energiebereich von 4.2 MeV bis 4.5 MeV durchgeführt und ergeben für eine Anregungsenergie im  $^{67}\text{Ga}$ -Compoundkern von 9.6 MeV eine mittlere Niveaudichte von 975/MeV. Aus der am  $^{65}\text{Ga}$  gemessenen Niveaudichtevertelung können wir auf die gleiche Anregungsenergie extrapolieren und erhalten 516/MeV als Niveaudichte. Ein Vergleich der mittleren reduzierten Breiten konnte nicht vorgenommen werden, da dafür genaue Angaben in der Literatur fehlen.

## 8. ZUSAMMENFASSUNG

Zwischen den Laborenergien von 2.88 MeV und 5.02 MeV ( $E_x$ : 6.773 MeV bis 8.880 MeV) wurden für die Winkel  $90^\circ$ ,  $125^\circ$ ,  $141^\circ$  und  $165^\circ$  die differentiellen Wirkungsquerschnitte bei der Reaktion  $^{64}\text{Zn}(p,p)^{64}\text{Zn}$  in Schritten von 0.3 keV bzw. 0.7 keV gemessen. Dabei konnten von 282 Resonanzen die Parameter nach der R-Matrix-Theorie bestimmt werden. Auffallend ist dabei der grosse Anteil von s-Resonanzen (227). Die  $s_{\frac{1}{2}}$ -Proton-Stärkefunktion im Laborenergiebereich von 3.24 MeV bis 5.02 MeV beträgt  $SF = 0.039$ . Die lokale Stärkefunktion schliesst sich bei 3.24 MeV gut an einen bereits publizierten Wert<sup>21,34</sup> an und lässt im weiteren Verlauf vermuten, dass man sich im optischen Potential beim  $^{65}\text{Ga}$  im Ausgang der  $3s_{\frac{1}{2}}$ -Schale befindet.

Bei den Laborenergien von 3.7758 MeV, 3.8053 MeV, 4.7337 MeV, 4.9654 MeV und 5.0214 MeV wurden isobare Analogresonanzen zu folgenden Zuständen im  $^{65}\text{Zn}$ -Kern gefunden: 1.911 MeV ( $\frac{1}{2}^+$ ), 1.941 MeV ( $\frac{1}{2}^-$ ), 2.880 MeV ( $\frac{5}{2}^-$ ), 3.104 MeV ( $\frac{3}{2}^+$ ), 3.170 MeV ( $\frac{5}{2}^-$ ). Daraus ergibt sich für die Coulombenergieverschiebung der Wert  $\Delta E_c = 9.769$  MeV.

Die grosse Zahl der  $\frac{1}{2}^+$ -Resonanzen (227) ermutigte zu einer statistischen Betrachtung der Kernniveaux. Die Zahl schmaler Resonanzen ( $\Gamma_{\text{tot}} < 50$  eV), die, bedingt durch eine Auflösung von 550 eV und Ueberlappen der Resonanzen im oberen Energiebereich, nicht beobachtet werden konnten, wurde mit der PORTER-THOMAS-Verteilung auf etwa 150 geschätzt. Aus der korrigierten Niveaudichte erhält man für den  $^{65}\text{Ga}$ -Compoundkern eine Kerntemperatur von 0.97 MeV. Zwar wurde die WIGNER-Verteilung angegeben, jedoch ist diese erwartungsgemäss durch den Resonanzverlust nach grossen Abständen hin verschoben.

Neben den Parameterstatistiken konnten noch Vergleiche be-

züglich der Niveaudichte und reduzierten Breiten zwischen dem hier gemessenen  $^{65}\text{Ga}$ -Kern und  $^{65}\text{Zn}$  sowie  $^{67}\text{Ga}$  vorgenommen werden.

Die Messungen zeigen eine wachsende Resonanzdichte und es kann vermutet werden, dass die Parametrisierung von schwereren Kernen als  $^{65}\text{Ga}$  über grössere Energiebereiche nicht mehr möglich ist. Eine verbesserte Energieauflösung und höhere Statistik (besonders bei der Messung der inelastisch gestreuten Protonen) könnten die Grenze noch etwas hinausschieben, beseitigen aber nicht das Problem des Erkennens schwieriger Interferenzmuster.

## 9. BIBLIOGRAPHIE

- 1 E.G. Bilpuch, High Resolution Proton Resonance Reactions in Statistical Properties of Nuclei (ed. J.B. Garg), New York-London (1972)
- 2 H. Brändle, Doktorarbeit, Zürich (1975)
- 3 M. Salzmann, Doktorarbeit, Zürich (1975)
- 4 C. Borcea et. al., Rev. Roum. Phys., 23, No. 7 - 8 (1978)
- 5 C. Borcea et. al., Proc. Int. Conf. Nucl. Structure, Tokyo, (1977)
- 6 C. Borcea, V. Meyer, J. Ramm-Arnet, Messdaten  $^{68}\text{Zn}(p,p)^{68}\text{Zn}$  (nicht publiziert)
- 7 D. v. Ehrenstein, J.P. Schiffer, Phys. Rev. 164, No. 4 (1967) 164
- 8 E.K. Lin, B.L. Cohen, Phys. Rev. 132 (1963) 2632
- 9 C. Gaarde et. al., Physics Letters 22, No. 4 (1966) 466
- 10 J.B. Garg (ed.), Statistical Properties of Nuclei, New York-London (1972)
- 11 R. Bloch et. al., Nucl. Instr. 59 (1968) 325
- 12 H. Wirth, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, (private Mitteilung)
- 13 A.S. Dawydow, Theorie des Atomkerns, Berlin (1963)
- 14 J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, Theoretische Kernphysik, Leipzig (1959)
- 15 C. Bloch, Nucl. Physics 4 (1957) 503
- 16 A.M. Lane, R.G. Thomas, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 257
- 17 J.M. Blatt, L.C. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258
- 18 Sellin, Doktorarbeit, Duke-Universität (1968), nicht publiziert. Das Programm MULTI wurde uns in seiner ursprünglichen Fassung freundlicherweise von der Gruppe der Duke-Universität zur Verfügung gestellt.
- 19 R.G. Thomas, Phys. Rev. 97 (1954) 224
- 20 G. Baumgärtner, P. Schuck, Kernmodelle, Mannheim und Zürich (1968)
- 21 E.G. Bilpuch et. al., Annual Report TUNL (1979)
- 22 W.R. Coker, C.F. Moore, Physics Today (Apr. 1969) 53
- 23 Ю.В. Наумов, О.Е. Крафт, Изоспин в ядерной физике, изд. "Наука", Ленинград (1972)

- 24 D. Robson, Phys. Rev. 137 (3 B) (1965) 535
- 25 N. Auerbach et. al., Rev. Mod. Phys. 44, No. 1 (1972) 48
- 26 C. Mahaux, H.A. Weidenmüller, Shell-Model Approach to Nuclear Reactions, Amsterdam (1969)
- 27 Nuclear Data Sheets, 16, No. 3 (1975)
- 28 В.П. Бочин и др., Изучение реакций срыва ( $d,p$ ) на ядрах сред. атом. веса III, Вестник Лен. Унив., 10 (1965) 34
- 29 P. v. Brentano, Resonance Reactions and Spectroscopy in Statistical Properties of Nuclei (ed. J.B. Garg), New York-London (1972)
- 30 W.J. Thompson, J.L. Adams, Technical Report ANSPEC (1967), Florida State University, Tallahassee
- 31 C.M. Perey, F.G. Perey, Atomic Data and Nuclear Data Tables 17, No. 1 (Jan. 1967)
- 32 J. Jänecke, Statistics of Coulomb Energies in Isospin in Nuclear Physics (ed. D.H. Wilkinson), Amsterdam (1969) 297
- 33 J.D. Anderson, Proc. Conf. on Isobaric Spin in Nuclear Physics, Florida (1966) 530
- 34 K.B. Sales, Annual Report TUNL (1980)
- 35 E.E. Porter (ed.), Statistical Theories of Spectra: Fluctuations, New York-London (1965)
- 36 M.L. Mehta, Random Matrices, New York-London (1967)
- 37 E.E. Porter, R.G. Thomas, Phys. Rev. 104 (1956) 483
- 38 P.E. Hodgson, Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Oxford (1971)
- 39 J.R. Huizenga, Experimental and Theoretical Nuclear Level Densities in Statistical Properties of Nuclei (ed. J.B. Garg), New York-London (1972)
- 40 T. Ericson, Phil. Mag. 8 9, Suppl. (1960) 425
- 41 A. Gilbert et. al., Can. J. Phys. 43 (1965) 1248
- 42 A. Gilbert et. al., Can. J. Phys. 43 (1965) 1446
- 43 F.J. Dyson, J. Math. Phys. 3 (1962) Teile 1 - 3
- 44 F.J. Dyson, M.L. Mehta, J. Math. Phys. 4 (1963) Teile 4 - 5
- 45 A. Bohr, B.R. Mottelson, Struktur der Atomkerne I, Berlin (1975)
- 46 J.B. Garg et. al., Phys. Rev. C, 23, No. 2 (1981) 671
- 47 J.B. Garg et. al., Phys. Rev. C, 23, No. 2 (1981) 683



## VERDANKUNGEN

Ich danke allen Kollegen des Physik-Instituts, die mit Interesse und freundlicher Anteilnahme zum Gelingen der Arbeit beitrugen.

Ganz besonderer Dank gilt Fräulein Professor V. Meyer für ihre Hilfe und die stete Diskussionsbereitschaft. Herr R.E. Pixley wusste immer guten Rat bei Problemen mit der Messapparatur und C. Borcea, F. Brunner, M. Kohler, B.D. Patterson, R. Rössel, A. Saganeck, St. Vogel und H.R. Wampfler danke ich für viele gute fachliche Gespräche.

Wichtig war für mich die menschliche Atmosphäre am Institut, für die ich a l l e n Kollegen herzlich danke.

Die Arbeit entstand mit finanzieller Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds.



## LEBENS LAUF

|                     |                            |
|---------------------|----------------------------|
| Name                | RAMM                       |
| Vorname             | Arthur <u>Jürgen</u>       |
| Geburtsdatum        | 1. Juli 1949               |
| Geburtsort          | St. Egidien/Sa. (DDR)      |
| Staatsangehörigkeit | Bundesrepublik Deutschland |

|               |                                                                                    |
|---------------|------------------------------------------------------------------------------------|
| 1956 bis 1964 | Grundschule St. Egidien/Sa.                                                        |
| 1964 bis 1968 | erweiterte Oberschule Lichtenstein/Sa.                                             |
| 1968          | Abitur und Facharbeiterbrief als Elektromonteur                                    |
| 1968 bis 1972 | Physikstudium Technische Universität Dresden, Sektion Physik                       |
| 1972          | Diplom in Experimentalphysik (Prof. Dr. A. Recknagel)                              |
| 1972 bis 1976 | Assistent an der Technischen Universität Dresden, Sektion Informationsverarbeitung |
| 1975          | Diplom als Russisch-Fachübersetzer für Physik/Mathematik                           |
| 1976 bis 1981 | Assistent am Physik-Institut der Universität Zürich                                |
| 1981          | Diplom für Höheres Lehramt (Physik)                                                |

Die Dissertation ist unter der Leitung von Prof. Dr. Verena Meyer entstanden.

Besuchte Vorlesungen und Uebungen bei folgenden Dozenten:

|           |          |           |            |                 |
|-----------|----------|-----------|------------|-----------------|
| Bauer     | Gimmi    | Kündig    | Rennert    | van der Waerden |
| Benn      | Gregor   | Locher    | Rotter     | Waldner         |
| Bewilogua | Hasse    | Meyer     | Scharf     | Wetzig          |
| Bialy     | Hauffe   | Möbius    | Schlaepfer | Woodtli         |
| Brun      | Heber    | Monnecke  | Storbeck   | Wysling         |
| Conradin  | Heinrich | Müller    | Straumann  | Zimmer          |
| Diener    | Heitler  | Musiol    | Strauss    |                 |
| Edelmann  | Jaus     | Rasche    | Thellung   |                 |
| Engfer    | Keller   | Recknagel | Truöl      |                 |









